

VISIT...

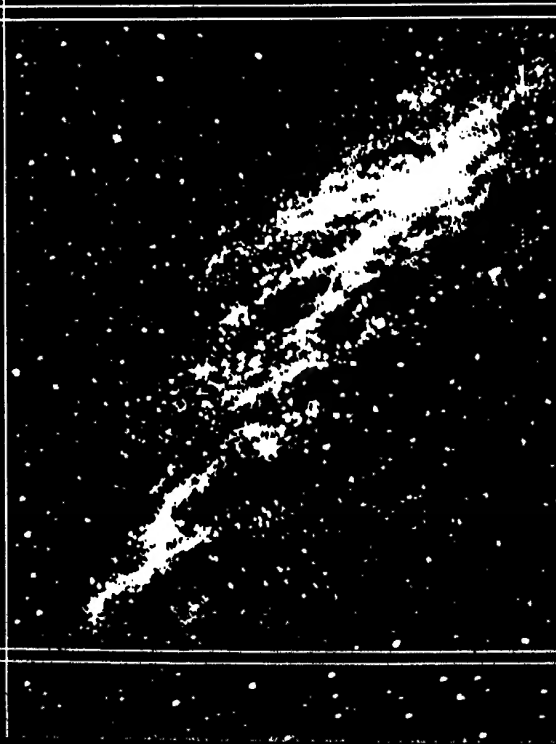
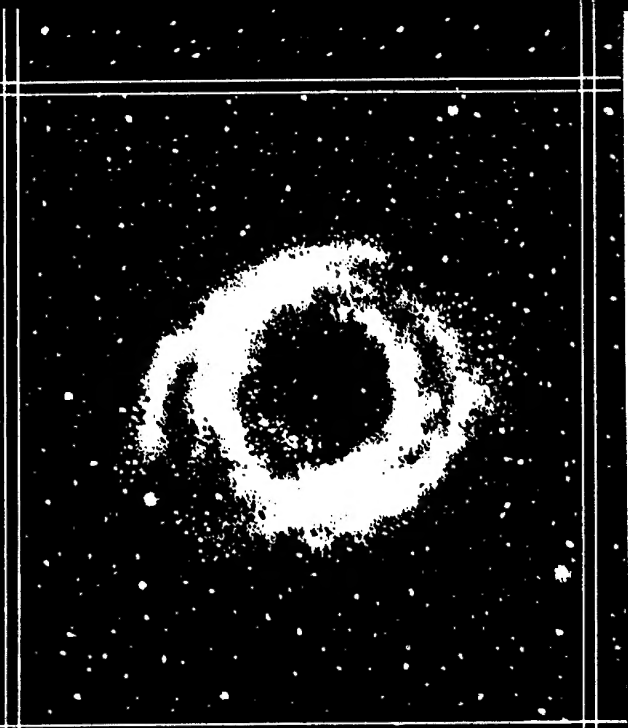
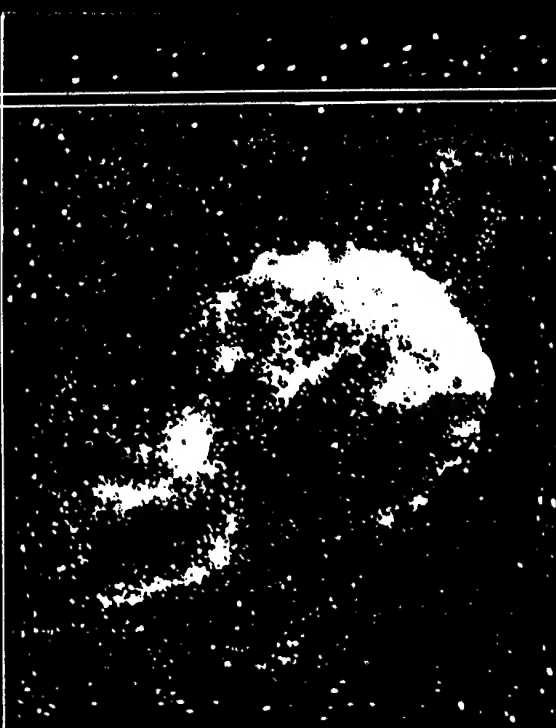
LANZAROTE
Caliente.COM



И. А. Климишин

АСТРОНОМИЯ НАШИХ ДНЕЙ





ПРОБЛЕМЫ НАУКИ
И ТЕХНИЧЕСКОГО ПРОГРЕССА

И. А. КЛИМИШИН

АСТРОНОМИЯ НАШИХ ДНЕЙ

ИЗДАНИЕ ТРЕТЬЕ,
ПЕРЕРАБОТАННОЕ И ДОПОЛНЕННОЕ



МОСКВА «НАУКА»
ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
1986

ББК 22.6
К 49
УДК 52

Климишин И. А.

К49 Астрономия наших дней. — 3-е изд., перераб., и доп. М.: Наука. Гл. ред. физ. мат. лит. 1986. — 560 с., 2 р. 30 к., 55 400 экз.

Посвящая очень широкому кругу вопросов, изучаемых современной астрономией. Изложены основные представления, понятия и законы, на которых базируются наблюдательная и теоретическая астрономия, астрофизика, радиоастрономия. Описаны практически все известные небесные объекты — Солнце, Луна, планеты, звезды и галактики. Много внимания уделено недавно открытым объектам — пульсарам, черным дырам, квазарам, галактикам Сейферта.

Для учителей, лекторов, учащихся старших классов и широкого круга лиц, интересующихся достижениями астрономии.

К 1705000000—075
053(02)-86 140-86

ББК 22.6

Иван Антонович Климишин

АСТРОНОМИЯ НАШИХ ДНЕЙ

Редактор Д. Н. Пономарев
Художественный редактор Г. М. Коровина
Технический редактор Л. В. Лихачева
Корректоры Н. Б. Румянцева, М. Л. Медведская

ИБ № 12913

Сдано в набор 03.10.85. Подписано к печати 24.04.86. Т-11908. Формат 84×108/32. Бумага книжно-журнальная. Гарнитура литературная. Печать высокая. Усл. печ. л. 29,4. Усл. кр.-огт. 29,61. Уч.-изд. л. 31,16. Тираж 55 400 экз. Заказ № 741. Цена 2 р. 30 к.

Ордена Трудового Красного Знамени издательство «Наука».
Главная редакция Физико-математической литературы,
117071 Москва В-71, Ленинский проспект, 15

Ленинградская типография № 2 государственное предприятие ордена Трудового Красного Знамени Ленинградского объединения «Гехническая книга» им. Евгения Соколовой Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательства полиграфии и книжной торговли. 196052, г. Ленинград, Л-52, Измайловский проспект, 29

© Издательство «Наука».
Главная редакция
Физико-математической
литературы, 1976;
с изменениями, 1980;
с изменениями, 1986

СОДЕРЖАНИЕ

От автора	5
1. Введение	7
Карты звездного неба	7
«Сперва астрономия...»	23
В поисках системы мира	26
Изобретение телескопа	42
Уточнение масштабов мира	45
Триумф научного мировоззрения	52
Начала астрофизики	55
2. Элементы классической астрономии	59
Небесные координаты	59
Измерение времени	66
От наблюдения до каталога	73
Задачи небесной механики	83
Движение Луны. Затмения	95
3. Основы астрофизики	105
Законы излучения	105
Физика излучающего газа	116
Задача о переносе излучения	128
Профили спектральных линий	137
Многообразие звездных спектров	143
Нетепловые механизмы излучения	149
4. Инструменты и методы оптической астрономии	155
Важнейшие характеристики телескопов	155
Телескопы XX века	169
Приемники излучения	181
Вспомогательные приборы	183
Современная астрофотометрия	208
5. Увидеть невидимое	217
На гребне радиоволны	217
Инфракрасная астрономия	230
От ультрафиолета до гамма-излучения	236
Наблюдения космических лучей	246
Уловить нейтрино!	250
Гравитационно-волновая астрономия	259
6. Солнечная система	266
Знакомство с ближайшей звездой	266
Солнце — газовый шар	277

Пружины солнечной активности	286
Источники энергии Солнца	293
Земля	298
Большие планеты	314
Меньшие члены Солнечной системы	336
7. Физика звезд	346
От наблюдений к диаграмме	346
Внутреннее строение звезд	352
Переменные звезды	365
Вспышки сверхновых звезд	377
Пульсары	389
Черные дыры	402
8. Наша Галактика	410
Общее знакомство	410
В стремительном движении	419
Подсистемы Галактики	423
Физика пыли и газа	428
Магнитные поля Галактики	437
Загадки Собы и Краба	442
Динамика межзвездной среды	451
Космические мазеры	457
9. В просторах Вселенной	461
Многообразие мира галактик	461
Масштабы галактического мира	470
«Разбегание» галактик	475
Активные галактики и квазары	480
10. В калейдоскопе бытия	498
Модели Вселенной	498
Трудности выбора	506
Модель горячей Вселенной	517
Тайны галактик и квазаров	528
Страницы из жизни звезд	534
Как возникла планетная семья?	547
Вместо заключения	552
Список литературы	554
Предметный указатель	556

ОТ АВТОРА

Астрономия... Сколько волнующих чувств, сколько ассоциаций вызывает сегодня это слово. Астрономия распахнула перед человеком дверь в огромный, удивительный и прекрасный мир — мир звезд и туманностей, галактик и квазаров, установила пространственные и временные масштабы этого мира. Астрономия разработала надежные методы определения расстояний до конкретных небесных тел, методы определения их возраста, она рисует перед нами захватывающую картину развития Вселенной в ее далеком прошлом и не менее отдаленном будущем. Астрономия вселяет в нас уверенность в том, что мы правильно понимаем физику процессов, происходящих в отдаленных уголках безграничной Вселенной...

Сейчас, как никогда раньше, астрономия переживает период своего бурного развития. Открыты принципиально новые объекты — квазары, пульсары, рентгеновские источники, открыто реликтовое радиоизлучение. Все это значительно обогатило наши представления о Вселенной, о закономерностях ее строения и развития. Но вместе с тем эти открытия поставили перед астрономами тысячи новых вопросов.

На протяжении многих тысячелетий человек воспринимал и анализировал лишь небольшой интервал электромагнитных волн — видимый свет. Именно в этом диапазоне длин волн Солнце излучает максимальное количество энергии, именно эти волны свободно проходят через атмосферу Земли к ее поверхности, именно к приему этих длин волн и приспособлен человеческий глаз. А после установления законов теплового излучения все во Вселенной стало казаться простым и понятным.

Однако природа значительно богаче и разнообразнее, чем это можно было предположить лет 30—50 назад. Наблюдения в радиодиапазоне привели к выво-

1. ВВЕДЕНИЕ

ду, что во Вселенной существуют как протяженные, так и точечные источники нетеплового излучения.

Несомненно, освоение радиодиапазона сыграло громадную роль в развитии астрономии, в расширении наших знаний о небе. И все же можно предполагать, что главные открытия будут сделаны при наблюдениях в рентгеновском и гамма-диапазоне.

В этой книге, которая адресуется всем любителям астрономии, автор и стремился рассказать об астрономии наших дней, о новых результатах, полученных с помощью наземных инструментов и аппаратуры, вынесенной за пределы земной атмосферы. Но, как известно, среди многих сотен тысяч звезд, по тем или другим причинам уже обративших на себя внимание астрономов, не обнаружено и двух, спектры которых были бы идентичны: каждая звезда имеет свою индивидуальность. То же можно сказать и о других объектах, разбросанных в бескрайних пространствах Вселенной. И каждая «обычная» звезда или пульсар, туманность или звездное скопление, галактика или квазар по-своему интересны и привлекательны. Автор стремился изложить лишь общие закономерности, существующие в мире звезд и галактик, которые были установлены в результате упорного и самоотверженного труда многих сотен как отечественных, так и зарубежных астрономов. Автор весьма сожалеет о том, что он просто не в состоянии назвать здесь их имена.

Огромную и всестороннюю помощь в процессе работы над книгой автор получил от С. А. Каплана, В. Г. Курта, Д. Н. Пономарева, а также от Р. П. Башинского, О. М. Возняка, Р. Е. Гершберга, Б. И. Гнатыка, М. М. Дагаева, Ю. Н. Ефремова, В. С. Имшенника, П. Г. Куликовского, А. А. Логвиненко, Д. Я. Мартынова, Д. К. Надёжина, И. И. Неяченко, И. Д. Новикова, П. А. Олейника, А. К. Осипова, Г. А. Пономаревой, В. И. Проника, Л. П. и Б. И. Савчаков, В. В. Соболева и В. Г. Сурдина. Большую помощь в подготовке рукописи к печати оказала Л. И. Князева. Автор многим обязан также своей жене Екатерине Петровне. Всем им автор выражает искреннюю благодарность и признательность.

Ивано-Франковский педагогический институт
им. В. С. Стефаника

Апрель 1985 г.

Картины звездного неба

Нет на Земле человека, который, вглядываясь в звездное небо, не чувствовал бы всей его красоты и величия, который не испытывал бы желания познать его тайны...

Успехи астрономии и космонавтики «приблизили» нас к звездам. Сегодня каждый взгляд человека в небо наполняется конкретным содержанием: где-то там через причудливую мозаику из ярких звезд прокладывает свой путь очередной пилотируемый космический корабль, в другом созвездии расположен интереснейший пульсар, в третьем — не менее знаменитая галактика или квазар.

Вот почему уместно начать эту книгу с рассказа о созвездиях, об их положении на небе, условиях видимости в то или другое время года. *Созвездия*, как отдельные группы ярких звезд на небе, выделялись людьми уже в глубокой древности. Каждому созвездию давали то или другое название, отображая определенным образом в этом названии свой быт, свой образ мыслей.

Современные названия созвездий в основном дают нам представление о духовной жизни и культуре древних греков и римлян. С некоторыми из этих названий связаны прекрасные поэтические легенды, многие из них стали бессмертными в творениях прославленных художников. Знакомство с этими легендами помогает запомнить положение звезд на небе, обогащает внутренний мир и нашего современника.

Сейчас на звездном небе выделено 88 созвездий. Они имеют точно указанные на карте неба границы. В каждом созвездии наиболее яркие звезды обозначены греческими буквами α , β , γ и т. д. по мере уменьшения их яркости; около 240 звезд, кроме буквенных обозначений, имеют собственные названия, которые в подав-

ляющем большинстве случаев перешли к нам от арабских астрономов.

Итак, запасемся картой звездного неба и откроем книгу древних мифов и легенд.

Незаходящие созвездия. Среди нескольких десятков созвездий северного полушария неба имеется несколько, занимающих околополярную область и доступных для наблюдений на протяжении всего года. Это созвездия Большой и Малой Медведиц, Кассиопеи, Цефея, Дракона, Жирафа и Рыси. На рис. 1 показано положение

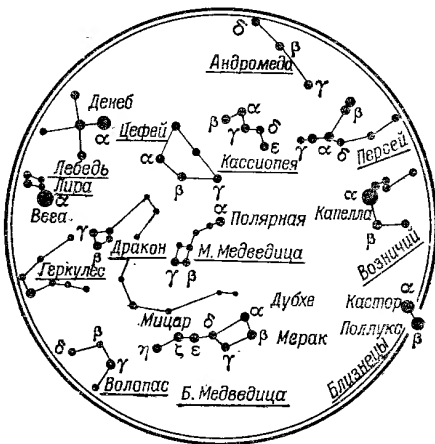


Рис. 1. Созвездия околополярной области

этих созвездий на вечернем осеннем небе. Наиболее заметным среди них является созвездие Большой Медведицы. Впрочем, нужно было обладать немалой фантазией, чтобы «увидеть» в беспорядочно разбросанных звездах очертания этого грозного зверя. Во всяком случае ковш из семи звезд (название времен Древней Руси — Воз) хорошо известен каждому. Эти звезды имеют собственные имена, данные арабскими астрономами: Дубхе (α), Мерак (β), Фекда (γ), Мегрец (δ), Алиот (ϵ), Мицар (ζ) и Бенетнаш (η). Вблизи звезды Мицар можно увидеть вторую, более слабую звезду — Алькор.

На протяжении суток созвездие Большой Медведицы, будто стрелка больших часов, делает полный оборот вокруг Полюса мира. О том, как определять время по

Большой Медведице, мы рассказывать не будем. Ограничимся лишь замечанием, что хвост Большой Медведицы (ручка ковша) около 10 часов вечера направлен: на запад — около 15 сентября, вниз к горизонту — около 15 декабря, вправо к востоку — около 15 марта (созвездие в это время находится прямо над головой наблюдателя) и вверх по направлению к югу — около 15 июня. Полезно запомнить, что угловое расстояние между звездами α и β Большой Медведицы составляет около $5,5^\circ$.

Проведем мысленно через эти две звезды прямую (в сторону выпуклости ручки ковша). На расстоянии, почти в пять раз превышающем расстояние между звездами α и β Большой Медведицы, находится Полярная звезда — α Малой Медведицы. Вторая по яркости звезда — β Малой Медведицы — называется Кохаб (по-арабски «звезда»).

Между Большой и Малой Медведицей протянулось созвездие Дракон. В стороне, противоположной Большой Медведице по отношению к Полярной (см. рис. 1), расположено созвездие Кассиопеи, напоминающее букву латинского алфавита W. Рядом с ним — созвездие Цефея. В огромном по своим угловым размерам созвездии Жирафа, протянувшемся между Большой Медведицей и Кассиопеей, как и в созвездии Рысь, которое несколько ниже, ярких звезд нет.

А вот что рассказывали древние греки о персонажах, именами которых названы эти созвездия.

... Давным-давно страной Аркадией управлял царь Ликаон. И была у него дочь — красавица Каллисто. Полюбила она прекрасного и могущественного бога Зевса и родила от него сына Аркада. Но жестокая и ревнивая Гера, супруга Зевса, богиня неба и покровительница брака, превратила молодую Каллисто в медведицу. Долго блуждала она по лесам, за это время ее сын Аркад вырос и стал отличным охотником. Однажды на охоте Аркад увидел медведицу и поднял оружие, чтобы убить ее. Но своевременно здесь оказался Зевс, который и взял их навсегда на небо, превратив в созвездия. Рядом с Большой Медведицей — Каллисто — находится созвездие Пастуха (Волопаса) и Гончие Псы, которых охотник натравил на медведицу. Главная звезда в созвездии Волопаса называется Арктур (по-гречески «арктос» — медведь и «урос» — сторож), т. е. Медвежий Страж.

Малая Медведица, согласно легенде — это Киносура, кормилица Зевса, которую богиня Артемида превратила в медведицу, а Зевс поместил на небе. О созвездии Дракона легенда повествует следующее.

Далеко на западе, на краю Земли, где стоял титан Атлант, держа на плечах небосвод, росла яблоня с золотыми яблоками. Ее вырастила богиня Земли Гея и подарила Гере в день ее свадьбы с Зевсом. Яблоню сторожили веселые и легкомысленные нимфы Геспериды и дракон Ладон. Греческий герой Геракл (Геркулес), осуществляя один из своих подвигов, укротил дракона, а Атлант сорвал ему золотые яблоки, пока герой поддерживал за него небо. На небе созвездия Геркулеса и Дракона — рядом.

...Эфиопский царь Цефей был женат на красавице Кассиопее, и родилась у них дочь Андромеда. Но возгордилась своей красотой Кассиопея: я, мол, прекраснее жительниц моря — nereид. Тяжко обиженные nereиды пожаловались богу моря Посейдону, который напустил на царство Цефея морское чудовище — Кита, пожиравшего людей. По утверждению оракула, освободиться от этого несчастья можно было лишь, отдав ему на съедение юную Андромеду. Бедную девушку приковали к прибрежной скале...

Несколько раньше царю Аргоса Акрисию оракул возвестил, что у его дочери Данаи родится мальчик, который убьет своего деда. Акрисий заключил Данаю в глубокое подземелье. Однако могущественный Зевс проник в темницу в виде золотого дождя, и Данаа родила сына Персея. Акрисий велел посадить дочь и внука в сундук и бросить их в море. Волны принесли сундук на остров Сериф. За время скитаний Персей быстро вырос и возмужал. Царь острова Серифа Полидект воспылал страстью к Данае и, чтобы избавиться от Персея, повелел ему достать голову Медузы — обитавшей на крайнем западе женщины-чудовища, у которой на голове вместо волос были змеи, а взор превращал все живое в камень.

Помогли Персею богини старости Граии, у которых на трех был один зуб и один глаз. Хитростями похитив глаз, Персей вернул его Граиям в обмен на крылатые сандалии, мешок и шапку-невидимку. Глядя на изображение Медузы на полированном щите, Персей приблизился к ней и отрубил ей голову. Из тела Медузы выскочил конь Пегас, на котором Персей устремился до-

мой. По пути Персей пролетал над скалой, к которой была прикована Андромеда. Направив на Кита мертвящий взгляд отрубленной головы Медузы, Персей превратил его в каменный остров, освободил Андромеду и женился на ней. Прибыв домой, он нашел свою мать Данаю в храме, где она скрывалась от преследований Полидекта. Персей показал ему голову Медузы и тот превратился в камень. Позже он приехал на состязание в Аргос и там случайно убил своего деда брошенным диском.

В мифе о Персее, по-видимому, нашли свое отражение представления древних людей о солнечном боже-стве, побеждающем силы мрака. Пегас, как известно, является символом поэтического вдохновения. «Оседлать Пегаса» в переносном смысле означает стать поэтом.

На вечернем осеннем небе пятиугольник ярких звезд — созвездие Цефея — прямо над головой. Созвездие Кассиопеи левее и несколько ниже, под ним расположено созвездие Андромеды, левее его — Персей, а справа — Пегас (рис. 2). И почти до горизонта протянулось созвездие Кита.

Правее Пегаса в виде исполинского креста протянулось одно из красивейших созвездий неба — Лебедь, главная звезда которого называется Денеб (по-арабски «дзенеб» — лебедь). Справа от Лебеда — Лира с ее главной звездой Вега (по-арабски «ваки» — падающий).

По одной из легенд, Лебедь — это знаменитый певец Орфей, сын бога искусств Аполлона. Музыкой на своей лире Орфей заставлял растения склонять ветви, камни — сдвигаться, укрощал диких зверей. После смерти жены Евридики Орфей спустился в подземное царство Аида (Плутона) и своей музыкой растрогал богиню царства мертвых Персефону, которая разрешила Орфею вернуть Евридику на землю, но с условием не оглядываться на тень своей жены и не заговаривать с ней до выхода на дневной свет. Орфей нарушил запрет: он обернулся, чтобы убедиться, действительно ли его жена следует за ним, и... потерял ее навсегда. Но Орфей остался верным своей любви, и за это вместе со своей лирой был помещен богами на небо.

Ниже Лебеда в виде небольшого параллелограмма расположено небольшое созвездие Дельфин. По одному из мифов, другой легендарный певец древней Греции,

Арион, плывя на корабле, попал в опасность: команда собиралась убить его, чтобы завладеть его богатством. Но чудесное пение Ариона привлекло дельфина, который и доставил его на сушу.

Справа и ниже Дельфина находится яркое созвездие Орла. Его главная звезда Альтаир символизирует голову птицы (по-арабски «эльтаир» — летящий).

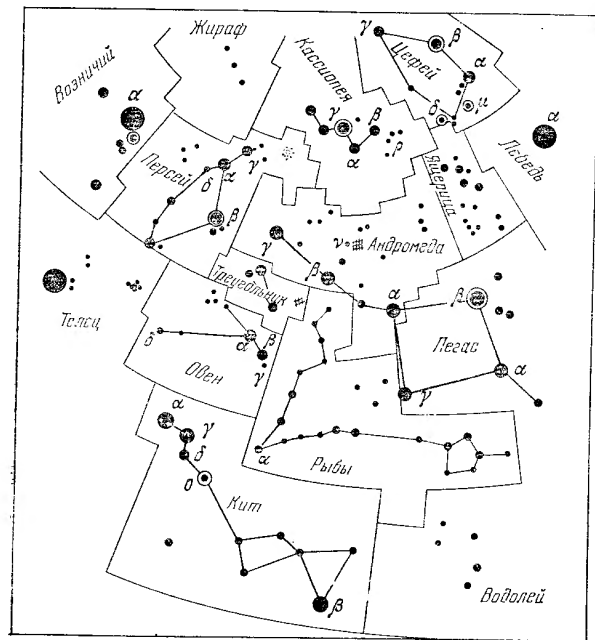


Рис. 2. Южная часть осеннего неба

В греческой мифологии Орел — это посланец отца богов Зевса. Появление Орла на небе связывают с Прометеем. Титан Прометей похитил огонь с Олимпа, принес его людям, научил их письму, зодчеству. Разгневанный Зевс велел приковать Прометея к кавказской скале и пробить ему грудь копьем. Каждое утро прилетал большой орел и клевал печень титана, которая за ночь заживала вновь. Тысячелетия продолжались муки Прометея, пока, наконец, Геракл (Геркулес) стрелой из лука не убил орла и не освободил титана. Небольшое созвездие Стрела расположено между созвездиями Орла и Лебедя.

Продвигаясь мысленно вдоль левого крыла Орла вниз, мы попадем в созвездие Козерога — одно из двенадцати *зодиакальных* (от слова «зоон» — животное) созвездий, через которые Солнце совершает свой видимый годичный путь на небе. Козерог — легендарное животное — наполовину козел, наполовину рыба. Названием этого, как и ряда других зодиакальных созвездий, мы обязаны, по-видимому, древним египтянам, которые внимательно следили за изменением вида звездного неба на протяжении года, связывая с ним начало тех или других хозяйственных работ (подробнее об этом мы поговорим ниже). Появление Козерога на вечернем небе предвещало египтянам начало разлива реки Нил в июне. На это указывает нижняя рыбоподобная часть тела этого существа.

Уже в древности было принято обозначать каждое зодиакальное созвездие соответствующим знаком. Знак Козерога — ♄. Солнце проходит через это созвездие в конце января — начале февраля.

Левее и несколько выше Козерога находится другое зодиакальное созвездие Водолей (его знак ♒). Греческая легенда связывает его с Ганимедом, сыном дарданского царя Троя, юношей необыкновенной красоты. Зевс похитил его на небо, где он подносил богам вино. Но само название созвездия имеет, несомненно, египетское происхождение. Это созвездие появлялось на вечернем небе в то время, как вода в Ниле достигала своего высшего уровня. Сам же знак указывает на волнистую водную поверхность.

В зодиакальном созвездии Рыбы (знак ♓) цепочка слабых звезд протянулась от Андромеды до Кита и обратно вверх до Пегаса. Солнце находится в этом созвездии во второй половине марта. Название созвездия говорит о том, что во время разлива в древнем Египте на землю выносятся много рыбы. По древнегреческой легенде, в одно время Зевс вел тяжелую борьбу за власть с Тифоном — чудовищем с сотней змеиных голов, из рта которых извергалось пламя. Боги не устояли перед нападением этого чудовища на Олимп и убежали в Египет, где приобретали вид различных животных. Дочь Зевса, богиня любви и красоты Афродита и ее сын Эрот бросились в реку Ефрат и превратились в рыб.

Между Рыбами и Персеем находится небольшое зодиакальное созвездие Овен (Баран). Его знак — ♈.

Своим появлением на вечернем небе оно указывало, что после разлива можно выгонять овец на пастбища. А вот древнегреческая легенда. Богиня облаков Нефела горячо полюбила царя Беотии Афананта и родила ему двоих детей — Фрикса и Геллу. Со временем Афанант женился на дочери Кадма (основателя Фив) Ино, которая возненавидела детей Нефелы и при помощи колдовства вызвала в стране засуху. После этого она стремилась добиться, чтобы Фрикса и Геллу принесли в жертву богам. Нефела спасла своих детей, закутав их в облака. На золоторунном баране дети убежали из Европы в Азию, но на пути Гелла упала в Дарданеллы. Фрикс добрался до Колхиды, где принес золоторунного барана в жертву Зевсу. Позже шерсть барана — золотое руно — вернули в Грецию смелые аргонавты, путешествовавшие в Колхиду на корабле «Арго».

Созвездия зимнего неба. Зимой на вечернем небе хорошо видны созвездия Возничего, Тельца и Близнецов. Украшением зимнего неба является созвездие Ориона, левее которого находится Малый Пес и Единорог, слева внизу — Большой Пес, а правее — Заяц и Эридан (рис. 3).

В названии созвездия Возничего увековечен мифический извозчик Келлас. В левой руке он «держит» двух козлят, на левом плече — Капеллу — козу Амалфею. Молоком этой козы был вскормлен Зевс, когда мать прятала его на острове Крит в пещере. Ведь богу времени Крону было возведено, что один из сыновей лишит его престола, поэтому Крон пожирал своих детей. Этой судьбы удалось избежать Зевсу: его мать Рея дала Крону проглотить завернутый в пеленки камень... Рог козы Амалфеи имел чудесное свойство давать все, чего пожелает его собственник.

По одной из легенд, Телец — это бык, в которого обратился Зевс, чтобы похитить красавицу Европу (дочь финикийского царя Агенора) в то время, когда она с подругами играла на берегу моря. Затем он переплыл с ней через море на остров Крит. Другая легенда рассказывает, что Телец — это бык, напавший на отважного охотника Ориона. Главная звезда — глаз быка — носит название Альдебаран (по-арабски «эль-дебаран» — следующий). Смысл этого названия, по-видимому, в том, что это созвездие (точнее, звезда) в своем суточном движении следует за скоплением Плеяды.

Звездное скопление Плеяды расположено справа сверху у «спины» Тельца. По легенде, — это семь дочерей Атланта, которому за участие в борьбе титанов против богов было присуждено держать на своих плечах небо. Дочери Атланта (или Атласа) — Электра, Майя, Тайгета, Алкиона, Мeroпа, Келено и Стеропа, потрясенные тяжелой судьбой отца, покончили с собой.

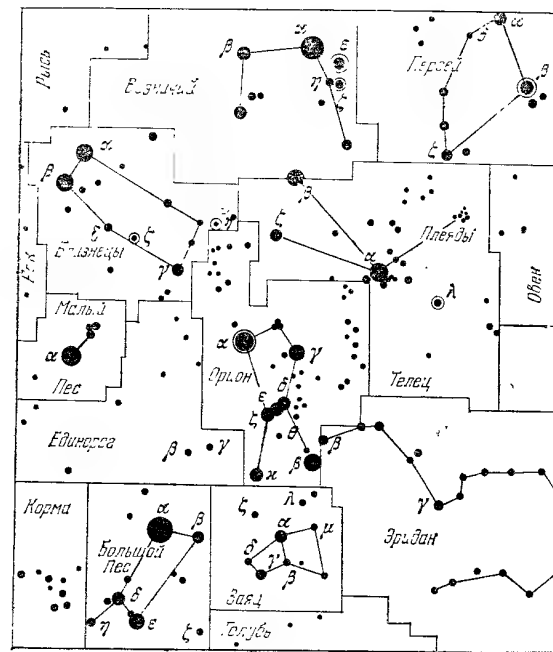


Рис. 3. Южная часть зимнего неба

Нормальный глаз видит все же не семь, а шесть звезд скопления. В связи с этим легенда говорит, что Мeroпа, полюбившая смертного, стыдливо прячется за спинами своих сестер. Непосредственно у головы Тельца находится скопление Гиады. По легенде, это семь дочерей прародителя всех богов — Океана.

Телец — зодиакальное созвездие. Его знак ♉ символизирует голову быка с рогами. Появление этого созвездия на небе предвещало время обработки земли плугом,пряженными быками.

Слева от Тельца раскинулось другое зодиакальное созвездие — Близнецы. Его знак ♊ — символ брачной пары, отпраздновавшей свою свадьбу. Ярчайшие звезды называются Кастор (α) и Поллукс (β). Как повествует древнегреческая легенда, Кастор и Полидевк (римское — Поллукс) — два брата, нежно любившие друг друга. Когда Кастор погиб в бою, Полидевк не пожелал жить без него и просил Зевса послать ему смерть. Зевс, сделавший обоих братьев бессмертными, разрешил Полидевку проводить одни сутки вместе с братом в подземном царстве, а другие они оба проводили в обществе богов на Олимпе (по другой легенде, в награду за их братскую любовь, Зевс сделал их созвездием).

Орион — сын бога морей Посейдона и богини Земли Геи, выдающийся охотник. Богиня охоты Артемиды, сестра Аполлона, убила Ориона за его хвастовство, будто он стреляет из лука лучше ее. На звездном небе Ориона охраняют Большой Пес и Малый Пес, а из-под ног Ориона выскакивает Заяц. Ярчайшая красная звезда Ориона называется Бетельгейзе, справа от нее находится вторая «плечевая» звезда Беллатрикс (от латинского *bellatrix* — воинственная). Три яркие расположенные по прямой звезды образуют пояс Ориона, справа внизу — голубая звезда Ригель (по-арабски «риджл» — нога).

Ярчайшую звезду Большого Пса (она же — ярчайшая звезда неба) греки называли Сириусом (точнее, «сериос» — «сверкающая»), римляне «Собачей звездой». Появление этой звезды на утреннем небе возвещало наступление летнего зноя. Название звезды α Малого Пса — Прокцион (по-латыни *proci* — вперед, по-гречески *kuon* — пес) указывает на то, что она восходит раньше Сириуса.

Большого и Малого Пса на небе разделяет созвездие Единорог, в котором ярких звезд нет. Появилось оно на звездных картах после изобретения телескопа и изображает мифическое животное с туловищем лошади и головой носорога.

От середины созвездия Ориона вправо тянется цепочка слабых звезд, входящих в созвездие Эридан. Его главная звезда Ахернар — одна из ярчайших на небе — у нас не видима. Эриданом греки называли легендарную реку в мифической стране гипербореев, которая будто бы располагалась далеко на севере Европы.

С ростом неравенства и классовой борьбы в древней Греции родилась легенда об этой богатой стране, в которой солнце заходит лишь раз в году, земля ежегодно дает по два урожая, люди мирно и долго живут среди полей и лесов, умеют летать и находить спрятанные под землей сокровища...

Созвездия весеннего неба. Весной в южной части неба видны созвездия Рака, Льва, Гидры, Девы, Ворона, Чаши, Центавра (рис. 4). Справа от Волосаса под Большой Медведицей расположено лишенное ярких звезд созвездие Волосы Вероники (латинское название *Кома*). Легенда рассказывает, что у египетского царя Птолемея Эвергета была красавица-жена Вероника. Особенно прекрасными были ее длинные волосы. Когда царь ушел в военный поход, Вероника поклялась, что принесет в жертву богам свои волосы, если только они принесут удачу ее любимому мужу. Птолемей и в самом деле вернулся домой невредимым, его жена выполнила свой обет, однако на второй день волосы исчезли из храма. Придворный астроном провозгласил, что боги навечно украсили весеннее небо волосами этой верной и любящей жены.

Зодиакальное созвездие Рака, через которое Солнце проходит в июле-августе, расположено слева от Близнецов. Ярких звезд в этом созвездии нет. Но, внимательно приглядевшись, можно увидеть в нем слабо светящееся пятно — звездное скопление Ясли. По соседству с ним — звезды γ и δ — Северный и Южный Осел. Знак созвездия Рака ♋ напоминает о том, что у древних египтян рак, как и жук скарабей, считались священными. Известно, что скарабей заворачивает свои яйца в маленькие шарики навоза и катит их, двигаясь задом наперед. Египтяне часто изображали его с двумя шарами: одним между передними, другим — между задними ногами (шары олицетворяли Солнце и Землю). Отсюда и пошло изображение упомянутого знака зодиака.

Созвездие Гидра (по-латыни *Hydra* — водяная змея) начинается южнее Рака и тянется вниз на юго-восток, охватывая дугу в 90° . Единственная его яркая звезда называется Альфард (по-арабски «альфард» — единственный). Древнегреческая легенда рассказывает, что Гидра жила в болоте вблизи города Лерны и пожирала людей и животных. У нее было сто (по другой версии — девять) голов, причем на месте отрубленной

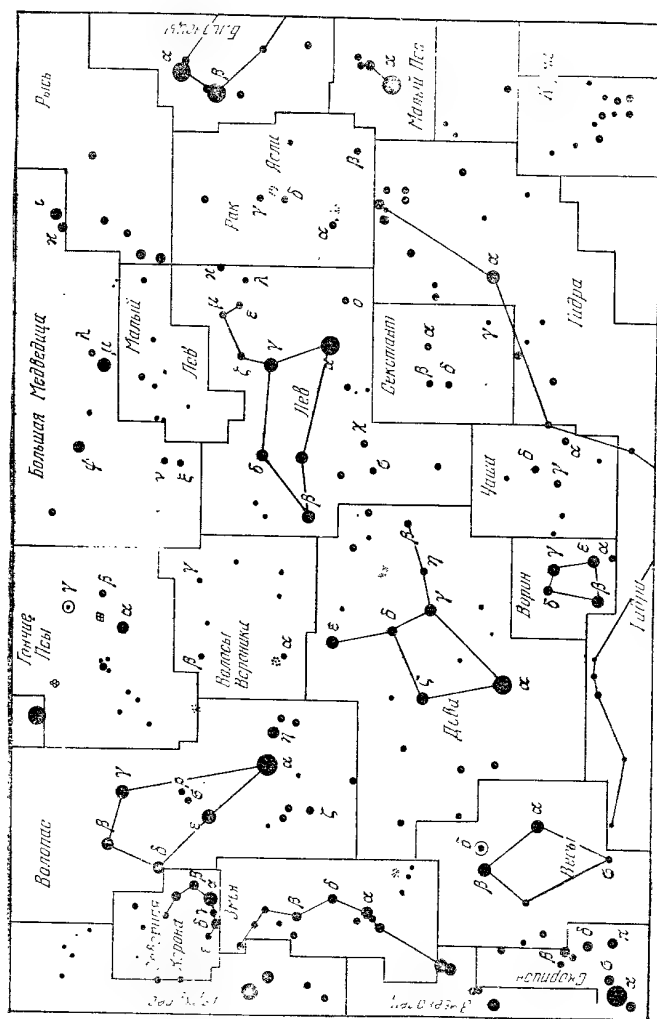


Рис. 4. Положение созвездий на вечернем небе весной

головой сразу выростала новая. Геракл, чтобы убить Гидру, поджег находящийся рядом лес и прижигал раны на месте отсеченных голов горящими деревьями. В это время на помощь Гидре из болота выполз исполинский рак и уцепился своей клешней за ногу Геракла. Геракл убил и его, а боги нашли Гидре и Раку место на небе.

Посредине между Волопасом и Близнецами под Большой Медведицей расположено зодиакальное созвездие Льва. Время появления этого созвездия на утреннем небе совпадало для древних вавилонян с периодом наибольшего зноя, когда страна превращалась в пустыню, а голодные львы бродили по ней в поисках пищи. Знак созвездия ♌ как бы символизирует хищника, приготовившегося к прыжку. Ярчайшая звезда (α) Льва носит название Регул — «звезда царей». Считалось, что в момент, когда это созвездие появляется на небе, рождаются великие цари. Вторая по яркости звезда Денебола (по-арабски «дзенеб-эль-азед» — хвост льва) расположена у самой границы созвездия Волосы Вероники. Древние греки связали название этого созвездия с Немейским львом — животным-исполином, которое терроризировало окрестности города Немеи. Кожа его была твердой как камень. Геракл, осуществляя свой первый из двенадцати подвигов, загнал льва в его логово и задушил его руками.

Зодиакальное созвездие Девы (знак ♍) — слева от Льва и ниже Волопаса. Его ярчайшая звезда называется Спика, что в переводе с латинского означает «колос». Появление (восход) этого созвездия на вечернем небе знаменовало для древних египтян начало сбора урожая, который проводился преимущественно женщинами. Наименование созвездия Девы у древних народов связывается с именем богини земледелия и плодородия. Греки называли ее Деметрой, дочерью Крона и Рен, сестрой Зевса. У римлян это Церера, сестра Юпитера. Деметра будто бы научила людей земледелию, подарив им колос пшеницы.

А вот еще одна легенда. Аполлон, готовя благосклонности своему отцу Зевсу, послал ворона с чашей за водой. По пути птица увидела финиковую пальму и стала ожидать, пока созреют плоды. Отведав их, птица поняла, что опаздывает, поймала в когти Гидру, и, возвратившись к Аполлону, сказала, что этот сторож не разрешил ей набрать воду. Всезнающий бог наказал

ворона, лишив его белого цвета (с той поры ворон стал черным) и поместил его на небе вместе с Чашей «на спине» у Гидры.

Созвездия Ворон и Чаша находятся под созвездием Девы. У самого горизонта протянулось созвездие Центавр (греческое произношение — Кентавр). Это название легенда связывает с именем кентавра Несса. Художники

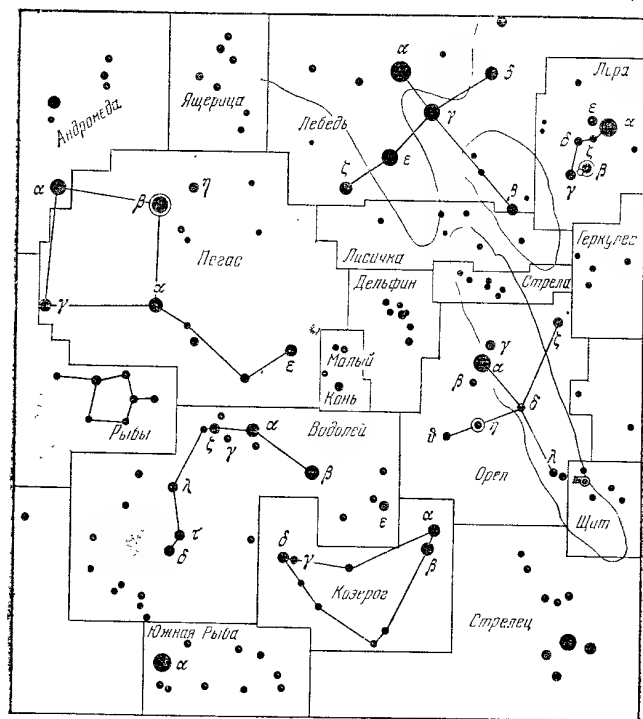


Рис. 5. Положение созвездий на вечернем небе летом

изображают кентавров, присовокупляя к туловищу лошади верхнюю часть человеческого тела. Кентавр Несс был причиной гибели Геракла, о чем мы расскажем ниже.

Созвездия летнего неба. Южную часть летнего неба украшают созвездия Геркулеса, Северной Короны, Змееносца и Змеи, зодикальные созвездия Весы, Скорпион и Стрелец (см. рис. 4 и 5).

Созвездие Геркулеса расположено справа от Лыры и ниже Дракона. Его ярчайшую звезду арабские астро-

номы называли Рас-Альгети (точнее, «рас-эль-джети») — голова коленопреклоненного). Название созвездия связано с именем наиболее популярного героя греческого эпоса Геракла (латинское название — Геркулес). Мать Геракла Алкмена принадлежала к роду Персея, отцом его был Зевс. Чтобы умертвить мальчика, ревнивая богиня Гера подослала к его колыбели двух змей, однако Геракл задушил их руками. Став взрослым, Геракл осуществил двенадцать подвигов, в частности, задушил руками Немейского льва, умертвил Лернейскую гидру, уничтожил птиц с медными крыльями, когтями и клювами, которые питались человеческим мясом.

Преградив реку плотиной, Геракл за один день очистил Авгиевы конюшни, в которых было несколько тысяч лошадей и которые не чистились на протяжении тридцати лет. Легенда рассказывает и о пребывании Геракла в Скифии и на Кавказе, где он освободил Прометея от страданий, продолжавшихся десять тысяч лет. По легенде, однажды Геракл со своей супругой Деянирой с помощью кентавра Несса переправлялся через реку. Кентавр решил похитить Деяниру, и Геракл убил его стрелой, пропитанной ядом Лернейской гидры. Чтобы отомстить Гераклу, умирающий кентавр сказал Деянире, будто его кровь является волшебной и возвращает потерянную любовь. Прошло время. И вот когда Деянире показалось, что Геракл уже не любит ее, она сшила ему одежду и облила ее кровью кентавра. Одежда причинила Гераклу жесточайшие страдания, и он бросился в огонь. Зевс сделал его бессмертным и взял на Олимп...

Небольшое созвездие Северной Короны расположено между Геркулесом и Волопасом, его главная звезда Гемма (от латинского *gemma* — драгоценный камень) является как бы центральным украшением обращенного к северу открытого полукруга звезд. Легенда, связанная с названием этого созвездия, говорит, что античный герой Тесей, сын афинского царя Эгея, после нескольких подвигов попал на остров Крит. Там в большом дворце с несчетным количеством запутанных ходов — лабиринтов жило чудовище с туловищем человека и головой быка — Минотавр, которому афиняне ежегодно посылали на съедение семерых юношей и столько же девушек. Ариадна, дочь царя критян Миноса, полюбившая Тесея, дала ему клубок ниток. Убив Минотавра,

Тесей с помощью прикрепленной у входа нити выбрался из лабиринта и вывел за собой афинских юношей и девушек. Герой взял с собой Ариадну, однако позже оставил ее спящей на острове Наксос. Ариадна стала женой бога Диониса, получила от богов свадебный подарок — корону, которую боги позже поместили на небо. Тесей же за свое вероломство был наказан: он забыл, что в случае победы, возвращаясь домой, он должен был подняться на корабле белые паруса. Увидев корабль сына с черными парусами, Эгей в отчаянии бросился в море, которое с тех пор и было названо Эгейским...

Созвездие Змеи начинается южнее Северной Короны, его самая яркая звезда называется Унук (по-арабски «нук» — шея); хвост Змеи протянулся вверх до Орла. Южнее Геркулеса расположился Змееносец сего главной звездой Рас-Альхаг (по-арабски «рас-эль-хагу» — голова змееносца). Согласно легенде Змееносец — это Асклепий (римляне называли его Эскулапом) — бог медицины, сын Аполлона. Асклепий получил от змеи траву, с помощью которой он мог воскрешать мертвых. И когда он, став на путь стяжательства, начал врачевать лишь богатей, Зевс разгневался на Асклепия и убил его молнией.

Заметим, что у многих народов древности существовали легенды, будто змея присвоила себе бессмертие, которое было предназначено человеку. Люди верили, что змея, сбрасывая с себя кожу, живет вечно. И поныне змея, обвившая чашу (или жезл), является символом врачебного искусства.

Зодиакальное созвездие Весы (знак ) расположено левее Девы. Невооруженным глазом наблюдатель может насчитать в нем всего семь-восемь слабых звездочек. Его название, возможно, пришло к нам из древнего Вавилона и связано с тем, что когда Солнце находилось в этом созвездии, день сравнивался с ночью. По древнегреческой легенде, Весы — атрибут, с которым в древности изображалась Фемида — богиня правосудия и порядка. Вместе со своей дочерью Дике она внимательно наблюдает за жизнью людей и о каждой несправедливости сообщает Зевсу.

Под Змееносцем у самого горизонта протянулось созвездие Скорпион (его зодиакальный знак ) в котором Солнце бывает в конце ноября. Ярчайшая звезда этого созвездия называется Антаресом (по-гречески «анти» — против, «Арес» — бог войны, которого римля-

не называли Марсом). Антарес имеет красный цвет и напоминает собой планету Марс. Поэтому она и была названа «противником Марса» среди звезд.

Скорпион олицетворяет собой животное, от укуса которого по велению богини охоты Артемиды умер охотник Орнион. Однако на небе оба эти созвездия расположены далеко друг от друга: когда восходит Скорпион, Орнион уже скрылся за горизонтом. Известна также легенда о том, что небесный Скорпион напугал коней запряженных в колесницу бога Солнца Гелиоса, когда ею управлял его сын Фаэтон. Колесница сбилась с пути, и кони помчали ее близко к земле. От страшного жара начали пересыхать реки и гореть леса. Зевс поразил Фаэтона молнией, и он упал в реку Эридан.

Между Скорпионом и Козерогом (этим мы замыкаем круг созвездий) расположено двенадцатое, украшенное многими яркими звездами зодиакальное созвездие — Стрелец (знак ) . По легенде, Стрелец — это кентавр Хирон, единственный из кентавров, бывший справедливым, мудрым и доброжелательным к людям. Во время охоты Геракл случайно ранил Хирона отравленной стрелой. Претерпевая тяжелые муки, Хирон пожелал смерти и передал свое бессмертие Прометею.

На этом наша прогулка по звездному небу заканчивается. Но раньше чем перейти к отдельным вопросам астрономии сегодняшнего дня, чтобы надлежащим образом оценить ее достижения, полезно отправиться еще в одну прогулку — сквозь века и тысячелетия, начиная от древнейших времен.

«Сперва астрономия...»

Чтобы выжить в тяжелой борьбе с окружающей природой, древним людям были необходимы определенные знания. Кочевым, пастушеским племенам, чтобы не затеряться со своими стадами в необъятных степях, необходимо было уметь ориентироваться в пространстве. То же самое можно сказать и о жителях островов и прибрежных земель, которым, раньше чем выйти в плавание, приходилось думать о том, как найти дорогу обратно домой.

Наиболее заметным небесным светилом является, конечно, Солнце. Наблюдая утром его восход, а вечером закат, древние люди смогли выделить одно из главных направлений для ориентации в пространстве —

направление «восток-запад». Кстати, само слово «ориентироваться» происходит от латинского «ориенс», что означает «восток». Другое направление «север—юг» было выделено как направление наивысшего положения Солнца на небе, при котором тени от предметов быва- ют самые короткие.

Вглядываясь в усеянное звездами небо, люди посте- пенно научились выделять на нем отдельные группы ярчайших звезд — созвездия. Было замечено, что в те- чение суток звезды делают полный круг по небу и что центр этого круга — полюс мира — находится в том же направлении, в котором днем отбрасывается самая ко- роткая тень. Так постепенно люди научились ориенти- роваться и по звездам.

В ритме со сменой времен года изменяется вид звездного неба, изменяется наибольшая высота Солнца в полдень. Созвездия, видимые над горизонтом вечером в западной части неба слева от Солнца, примерно че- рез два месяца уже видны справа от него утром на востоке. Это привело к выводу о том, что Солнце мед- ленно передвигается среди звезд в направлении с за- пада на восток. Путь, по которому Солнце совершает свое видимое годичное движение, был назван *эклипти- кой*. О ней будет подробнее рассказано на с. 63.

С ритмичным изменением времени года связан весь годичный цикл жизни земледельческих народов. Для них было крайне важным уметь ориентироваться во времени. В особенности это относилось к народам, за- селявшим речные долины Месопотамии, Египта и Ки- тая. Здесь от заблаговременного предвидения начала разлива рек зависела жизнь многих тысяч людей в буквальном смысле слова.

Так, в Древнем Египте значительная часть насле- дия сосредотачивалась в плодородной долине вдоль реки Нил. Ежегодно, как только далеко на юге, в рай- оне озера Виктория, выпадали обильные дожди, бурные воды устремлялись вниз, к Средиземному морю. С июля по сентябрь долина реки Нил превращалась в огромное озеро шириной до 20 км. Момент разлива реки необхо- димо было предвидеть заранее, чтобы своевременно эвакуироваться на окружающие долину возвышенности. Как только Нил входил в свои берега, египтяне начи- нали сев, а через четыре месяца собирали урожай. С начала марта начинался четырехмесячный сезон за- сухи, а с июля очередной разлив реки Нил.

Египетские жрецы научились сопоставлять начало разлива Нила с видом звездного неба. Уже за 4000 лет до н. э. они установили, что непосредственно перед этим на утреннем небе после примерно 70-днев- ного периода невидимости впервые восходит звезда Сириус (Сотис). Как им казалось, оба эти явления повторяются через каждые 360 дней. Этот промежуток времени и стал основой одного из первых солнечных календарей. Древнеегипетский календарь состоял из 12 месяцев по 30 дней в каждом месяце. Позже, при- мерно за 2000 лет до н. э., египтяне установили про- должительность года в 365 дней.

В древнем Вавилоне, как и многих других странах мира, важной естественной единицей счета времени стал лунный месяц — промежуток времени в 29,53 су- ток, через который фазы Луны повторяются в том же порядке. В сохранившейся легенде о сотворении мира богом Вавилона Мардуком говорится, что Луна была им создана, «чтоб дней число определять». Первые ка- лендари здесь были лунными: они состояли из 12 ме- сяцев по 29 и 30 дней в каждом. Около 1800 г. до н. э. вавилоняне начали употреблять лунно-солнечный ка- лендарь, приспособляя тем самым счет времени к сме- не времен года. Из древнего Вавилона до наших дней пришел обычай считать дни семидневной неделей — четвертой частью периода видимости Луны на небе, а также делить часы и минуты на 60 меньших единиц.

В Древнем Китае зачатки астрономических знаний также появились уже за несколько тысяч лет до н. э. В одной из старейших китайских летописей рассказы- вается, что два астронома Хи и Хо не сумели предска- зать затмение (которое согласно позднейшим вычисле- ниям произошло 22 октября 2137 г. до н. э.), и за это поплатились жизнью. Примерно за полторы тысячи лет до н. э. здесь была установлена продолжительность года в 356 дней, а сам год был разделен на 12 меся- цев по 29 и 30 дней. Время от времени вставляли до- бавочные месяцы. Примерно за тысячу лет до н. э. солнечный год был определен в 365,25 суток, лунный месяц — в 29,5 суток. На этой основе были созданы лунные, а впоследствии лунно-солнечные и солнечные календари.

Так на протяжении нескольких тысячелетий разви- тие астрономии было теснейшим образом связано с разработкой календарных систем, методов счета времени

на протяжении суток. И здесь уместно вспомнить, что, рассматривая последовательное историческое развитие отдельных отраслей естествознания, Ф. Энгельс отметил: «Сперва *астрономия*, которая уже из-за времен года абсолютно необходима для пастушеских и земледельческих народов» *).

В поисках системы мира

Движение планет. Наблюдая за годичным перемещением Солнца среди звезд, древние люди научились заблаговременно определять наступление того или другого времени года. Они разделяли полосу неба вдоль эклиптики на 12 созвездий (Рыбы, Овен, Телец, Близнецы, Рак, Лев, Дева, Весы, Скорпион, Стрелец, Козерог и Водолей), в каждом из которых Солнце находится примерно месяц. Как уже отмечалось, эти созвездия были названы зодиакальными (строго говоря, двигаясь от созвездия Скорпион в созвездие Стрельца, Солнце проходит и через 13-е созвездие — Змееносец!).

Еще за 2000 лет до н. э. древние наблюдатели заметили среди зодиакальных созвездий пять особых светил, которые, постоянно меняя свое положение на небе, переходят из одного зодиакального созвездия в другое. Впоследствии греческие астрономы назвали эти светила *планетами*, т. е. «блуждающими». Это Меркурий, Венера, Марс, Юпитер и Сатурн, сохранившие в своих названиях до наших дней имена древнеримских богов. К блуждающим светилам были причислены также Луна и Солнце.

Вероятно, прошло много столетий прежде чем древним астрономам удалось установить определенные закономерности в движении планет и, прежде всего, установить промежутки времени, по истечении которых положение планеты на небе по отношению к Солнцу повторяется. Этот промежуток времени позже был назван *синодическим* (от греческого синодос — сближение) периодом обращения планеты. После этого можно было делать следующий шаг — строить общую модель мира, в которой для каждой из планет было бы отведено определенное место и пользуясь которой можно было бы заранее предсказать положение планеты на несколько месяцев или лет вперед.

*) Энгельс Ф. Диалектика природы. — М.: Политиздат, 1975, с. 157.

Большую часть времени планеты, как и Солнце и Луна, перемещаются на небесной сфере с запада на восток. Однако время от времени в движении каждой из них происходит: 1) остановка, 2) попятное движение светила с востока на запад, 3) вторая остановка и, наконец, 4) прямое движение с запада на восток (рис. 6). Так, например, планета Юпитер обходит всю эклиптику с запада на восток на протяжении 12 лет. Однако из

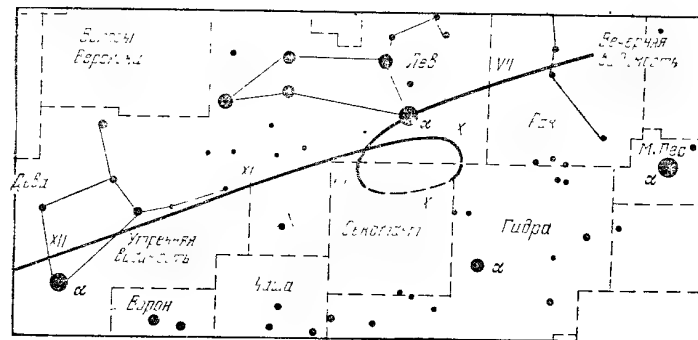


Рис. 6. Видимый путь Венеры в июне 1975 г.; так как этот путь повторяется каждые 8 лет (с точностью до двух дней), то примерно таким же он был в 1983 г. и будет в 1991 г.

каждых 13 месяцев Юпитер движется к востоку только девять месяцев, сдвигаясь за это время примерно на 40° . В течение же остальных четырех месяцев планета возвращается обратно на 10° .

По характеру своего движения на небесной сфере по отношению к Солнцу планеты (в нашем понимании) подразделяются на две группы. Меркурий и Венера названы нижними, остальные — верхними. Меркурий и Венера как бы колеблются около Солнца, причем наибольшее угловое удаление (наибольшая *элонгация*) Меркурия от Солнца составляет $18-28^\circ$, Венеры $43-48^\circ$.

На закономерностях видимого движения нижних планет стоит остановиться подробнее. Начнем с момента, когда планета заняла свое наиболее удаленное от Солнца положение справа от него; в это время она видна утром перед восходом Солнца. Скорость передвижения планеты по направлению с запада на восток (т. е. вслед за Солнцем) постепенно увеличивается, планета сближается с Солнцем, и когда она утром скрывается в его лучах, наступает *верхнее соединение*

планеты с Солнцем (направления на оба светила совпадают). Через некоторое время (в случае Венеры — через три месяца) планета появляется уже слева от Солнца на вечернем небе. При этом скорость передвижения планеты относительно Солнца постепенно уменьшается. Достигнув наибольшей восточной элонгации от Солнца, планета снова начинает сближаться с ним и вскоре опять исчезает в его лучах — наступает *нижнее соединение* планеты с Солнцем (для Венеры этот период невидимости продолжается примерно семь дней). И снова планета появляется справа от Солнца, постепенно увеличивая свое угловое расстояние от него до наибольшего, указанного выше значения.

А вот как выглядит это движение планеты и Солнца на фоне далеких звезд. Движение планеты относительно Солнца к востоку означает, что ее угловая скорость ω_n (градусов/сутки) больше, чем у Солнца (которое перемещается к востоку на $\omega_\odot \approx 1^\circ$ в сутки). После верхнего соединения планеты с Солнцем ее угловая скорость ω_n постепенно уменьшается и через некоторое время она сравнивается со скоростью Солнца ($\omega_n = \omega_\odot$). Именно тогда угловое расстояние планеты от Солнца будет наибольшим. С каждым последующим днем ω_n становится все меньше, и поэтому расстояние между планетой и Солнцем все уменьшается. Наконец планета останавливается среди звезд (этот момент называется *стоянием*) и, изменив направление своего движения, начинает передвигаться относительно звезд навстречу Солнцу, с востока на запад. Так, планета Венера после верхнего соединения с Солнцем достигает своего наибольшего отклонения от него спустя 220 дней, а стояние наступает еще через 46 суток, причем в момент стояния Венера находится на угловом расстоянии от Солнца всего 25° . При этом от верхнего соединения до стояния Венера вместе с Солнцем успевает обойти более чем две трети небосклона (угол около 265°). Ее нижнее соединение наступает через 22—24 суток после стояния. После этого еще на протяжении 17—20 дней Венера и Солнце движутся на небосклоне в противоположных направлениях: Солнце — к востоку, Венера — к западу. И снова наступает момент стояния планеты, сменяющийся ее прямым движением на восток. Но до тех пор, пока $\omega_n < \omega_\odot$, Солнце продолжает удаляться от планеты. Примерно через 52 дня после стояния угловая скорость движения Венеры среди звезд сравни-

вается со скоростью движения Солнца ($\omega_n = \omega_\odot$). В этот момент Венера и находится на наибольшем угловом расстоянии от Солнца «справа» (ее видно утром). Весь этот цикл для Венеры составляет 584 суток.

Угловая скорость Солнца больше скорости прямого движения верхней планеты. Поэтому Солнце постепенно обгоняет планету. Как и для внутренних планет, в момент, когда направление на планету и на Солнце совпадает, наступает *соединение* планеты с Солнцем. После того как Солнце обгонит планету, она становится видимой перед его восходом, во второй половине ночи. Момент, когда угол между направлением на Солнце и направлением на планету составляет 180° , называется *противостоянием* планеты. В это время она находится в середине дуги своего попятного движения. Удаление планеты от Солнца на 90° к востоку называется *восточной квадратурой*, а на 90° к западу — *западной квадратурой*. Все упомянутые здесь положения планет относительно Солнца (с точки зрения положения наблюдателя) называются *конфигурациями*.

Первые модели Мира. Несмотря на высокий уровень астрономических сведений народов древнего Востока, их взгляды на строение мира складывались на основе непосредственных зрительных ощущений. Поэтому в Вавилоне полагали, что Земля имеет вид выпуклого острова, окруженного океаном. Внутри Земли будто бы находится «царство мертвых». Небо — это твердый купол, опирающийся на земную поверхность и отделяющий «нижние воды» (океан, обтекающий земной остров) от «верхних» (дождевых) вод. На этом куполе прикреплены небесные светила, над небом будто бы живут боги. Солнце восходит утром, выходя из восточных ворот, и заходит через западные ворота, а ночью оно движется под Землей. Эти наивные представления о строении мира нашли свое отражение в Библии.

Вселенная древних египтян имеет вид большой долины, вытянутой с севера на юг, в центре ее находится Египет. Небо уподоблялось большой железной крыше, которая поддерживается на столбах, на ней в виде светильников подвешены звезды.

В Древнем Китае существовало представление, согласно которому Земля имеет форму плоского прямоугольника, над которым на столбах поддерживается круглое выпуклое небо. Разъяренный дракон будто бы согнул центральный столб, вследствие чего Земля на-

клонилась к востоку. Поэтому все реки в Китае текут на восток. Небо же наклонилось на запад, поэтому все небесные светила движутся с востока на запад.

И лишь в греческих колониях на западных берегах Малой Азии (Иония), на юге Италии и в Сицилии в VI в. до н. э. началось бурное развитие науки, в частности, философии, как учения о природе. Именно здесь на смену простому созерцанию явлений природы и их наивному толкованию приходят попытки научно объяснить эти явления, разгадать их истинные причины.

Одним из выдающихся древнегреческих мыслителей был Гераклит Эфесский (ок. 530—470 гг. до н. э.). Это ему принадлежат слова: «Мир, единый из всего, не создан никем из богов и никем из людей, а был, есть и будет вечно живым огнем, закономерно воспламеняющимся и закономерно угасающим...» Тогда же Пифагор Самосский (ок. 570—500 гг. до н. э.) высказал мысль о том, что Земля, как и другие небесные тела, имеет форму шара. Вселенная представлялась Пифагору в виде концентрических, вложенных друг в друга прозрачных хрустальных сфер, к которым будто бы прикреплены планеты. В центре мира в этой модели помещалась Земля, вокруг нее вращались сферы Луны, Меркурия, Венеры, Солнца, Марса, Юпитера и Сатурна. Дальше всех находилась сфера неподвижных звезд.

Первую теорию строения мира, объясняющую прямое и попятное движение планет, создал греческий философ Евдокс Книдский (ок. 408—355 гг. до н. э.). Он предположил, что у каждой планеты имеется не одна, а несколько сфер, скрепленных друг с другом. Одна из них совершает один оборот в сутки вокруг оси небесной сферы по направлению с востока на запад. Время обращения другой (в обратную сторону) предполагалось равным периоду обращения планеты. Тем самым объяснялось движение планеты вдоль эклиптики. При этом предполагалось, что ось второй сферы наклонена к оси первой под определенным углом. Комбинация с этими сферами еще двух позволяла объяснить попятное движение планеты и ее наклонное движение по отношению к эклиптике. Все особенности движения Солнца и Луны объяснялись с помощью трех сфер. Звезды Евдокс разместил на одной сфере, вмещающей в себя все остальные. Таким образом, все видимое движение небесных светил Евдокс свел к вращению 27 сфер.

Уместно напомнить, что представление о равномерном, круговом, совершенно правильном движении небесных тел составил философ Платон (427—347 гг. до н. э.). Он же высказал предположение, что Земля находится в центре мира, что вокруг нее обращаются Луна, Солнце, далее утренняя звезда Венера, звезда Гермеса (Меркурий), звезды Ареса, Зевса и Кроноса (Марс, Юпитер и Сатурн). У Платона впервые встречаются названия планет по имени богов, полностью совпадающие с вавилонскими. Платон впервые сформулировал задачу: найти, с помощью каких равномерных и правильных круговых движений можно «спасти явления, представляемые планетами». Другими словами, Платон ставил задачу построить геометрическую модель мира, в центре которой должна была находиться Земля.

Усовершенствованием системы мира Евдокса занялся ученик Платона Аристотель (384—322 гг. до н. э.). Так как взгляды этого выдающегося философа-энциклопедиста безраздельно господствовали в физике и астрономии в течение почти двух тысяч лет, то остановимся на них подробнее.

Аристотель, вслед за философом Эмпедоклом (ок. 490—430 гг. до н. э.), предположил существование четырех «стихий»: земли, воды, воздуха и огня, из смешения которых будто бы произошли все тела, встречающиеся на Земле. По Аристотелю, стихии вода и земля естественным образом стремятся двигаться к центру мира («вниз»), тогда как огонь и воздух движутся «вверх» к периферии и тем быстрее, чем ближе они к своему «естественному» месту. Поэтому в центре мира находится Земля, над ней расположены вода, воздух и огонь. По Аристотелю, Вселенная ограничена в пространстве, хотя ее движение вечно, не имеет ни конца, ни начала. Это возможно как раз потому, что, кроме упомянутых четырех элементов, существует еще и пятая, неуплотняемая форма материи, которую Аристотель называл эфиром. Из эфира будто бы и состоят все небесные тела, для которых вечное круговое движение — это естественное состояние. «Зона эфира» начинается около Луны и простирается вверх, тогда как ниже Луны находится мир четырех элементов.

Вот как описывает свое понимание мироздания сам Аристотель:

«Солнце и планеты обращаются около Земли, находящейся неподвижно в центре мира. Наш огонь, отно-

сительно цвета своего, не имеет никакого сходства со светом солнечным, ослепительной белизны. Солнце не состоит из огня; оно есть огромное скопление эфира; теплота Солнца причиняется действием его на эфир во время обращения вокруг Земли. Кометы суть скоропреходящие явления, которые быстро рождаются в атмосфере и столь же быстро исчезают. Млечный Путь есть не что иное, как испарения, воспламененные быстрым вращением звезд около Земли... Движения небесных тел, вообще говоря, происходят гораздо правильнее, чем движения, замечаемые на Земле; ибо, так как тела небесные совершеннее всех других тел, то им приличествует самое правильное движение, и вместе с тем самое простое, а такое движение может быть только круговым, потому что в этом случае движение бывает вместе с тем и равномерным. Небесные светила... при движении своем не нуждаются в отдыхе и причину своего движения заключают в самих себе. Высшие области неба, более совершенные, содержащие в себе неподвижные звезды, имеют поэтому наиболее совершенное движение — всегда вправо. Что же касается части неба, ближайшей к Земле, а поэтому и менее совершенной, то эта часть служит местопребыванием гораздо менее совершенных светил, каковы планеты. Эти последние движутся не только вправо, но и влево, и притом по орбитам, наклоненным к орбитам неподвижных звезд... Все тяжелые тела стремятся к центру Земли, а так как всякое тело стремится к центру Вселенной, то поэтому и Земля должна находиться неподвижно в этом центре».

При построении своей системы мира Аристотель использовал представления Евдокса о концентрических сферах, на которых расположены планеты и которые вращаются вокруг Земли. По Аристотелю, первопричиной этого движения являются «первый двигатель» — особая вращающаяся сфера, расположенная за сферой «неподвижных звезд», которая и приводит в движение все остальное. По этой модели лишь одна сфера в каждой из планет вращается с востока на запад, остальные три — в противоположном направлении. Аристотель считал, что действие этих трех сфер должно компенсироваться дополнительными тремя внутренними сферами, принадлежащими той же планете. Именно в этом случае на каждую последующую (по направлению к Земле) планету действует лишь суточное вращение.

Таким образом, в системе мира Аристотеля движение небесных тел описывалось с помощью 55 твердых хрустальных сферических оболочек.

Позже в этой системе мира было выделено восемь концентрических слоев (небес), которые передавали свое движение друг другу (рис. 7). В каждом таком

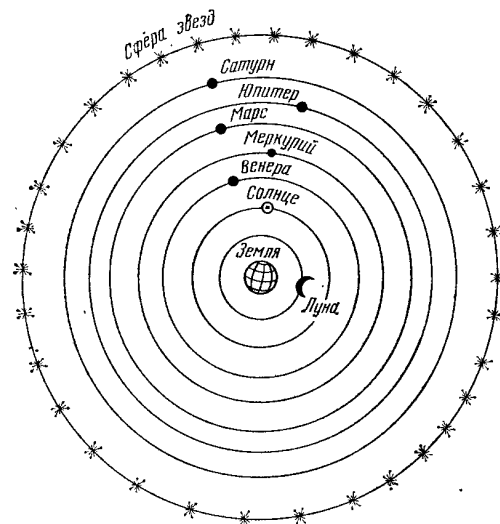


Рис. 7. Схема строения Вселенной по Аристотелю

слой насчитывалось семь сфер, движущих данную планету.

Во времена Аристотеля высказывались и другие взгляды на строение мира, в частности, что не Солнце обращается вокруг Земли, а Земля вместе с другими планетами обращается вокруг Солнца. Против этого Аристотель выдвинул серьезный аргумент: если бы Земля двигалась в пространстве, то это движение приводило бы к регулярному видимому перемещению звезд на небе. Как мы знаем, этот эффект (годовое параллактическое смещение звезд) был открыт лишь в середине XIX в., через 2150 лет после Аристотеля...

На склоне своих лет Аристотель был обвинен в безбожии и бежал из Афин. На самом деле в своем понимании мира он колебался между материализмом и идеализмом. Его идеалистические взгляды и, в частно-

сти, представление о Земле как центре мироздания было приспособлено для защиты религии. Вот почему в середине второго тысячелетия н. э. борьба против взглядов Аристотеля стала необходимым условием развития науки...

Первая гелиоцентрическая система. Современникам Аристотеля уже было известно, что планета Марс в противостоянии, а также Венера во время попятного движения значительно ярче, чем в другие моменты. По теории сфер они должны были бы оставаться всегда на одинаковом расстоянии от Земли. Именно поэтому тогда возникали и другие представления о строении мира.

Так, Гераклид Понтийский (388—315 гг. до н. э.) предполагал, что Земля движется «...вращательно, около своей оси, наподобие колеса, с запада на восток вокруг собственного центра». Он высказал также мысль, что орбиты Венеры и Меркурия являются окружностями, в центре которых находится Солнце. Вместе с Солнцем эти планеты будто бы и обращаются вокруг Земли.

Еще более смелых взглядов придерживался Аристарх Самосский (ок. 310—230 гг. до н. э.). Выдающийся древнегреческий ученый Архимед (ок. 287—212 гг. до н. э.) в своем сочинении «Псаммит» («Исчисление песчинок»), обращаясь к Гиерону Сиракузскому, писал о взглядах Аристарха так:

«Ты знаешь, что по представлению некоторых астрономов мир имеет форму шара, центр которого совпадает с центром Земли, а радиус равен длине прямой, соединяющей центры Земли и Солнца. Но Аристарх Самосский в своих «Предположениях», написанных им против астрономов, отвергая это представление, приходит к заключению, что мир гораздо больших размеров, чем только что указано. Он полагает, что неподвижные звезды и Солнце не меняют своего места в пространстве, что Земля движется по окружности вокруг Солнца, находящегося в его центре, и что центр сферы неподвижных звезд совпадает с центром Солнца, а размер этой сферы таков, что окружность, описываемая, по его предположению, Землей, находится к расстоянию неподвижных звезд в таком же отношении, в каком центр шара находится к его поверхности».

К сожалению, упомянутые «Предположения» Аристарха, этого выдающегося мыслителя античного мира, до нас не дошли. Из его трудов сохранились лишь

части сочинения «О величине и расстояниях Солнца и Луны», о котором будет речь дальше.

Система Птолемея. Становление астрономии как точной науки началось благодаря работам выдающегося греческого ученого Гиппарха (II век до н. э.). Он первый начал систематические астрономические наблюдения и их всесторонний математический анализ, заложил основы сферической астрономии и тригонометрии, разработал теорию движения Солнца и Луны и на ее основе — методы предвычисления затмений.

Гиппарх обнаружил, что видимое движение Солнца и Луны на небе является неравномерным. Поэтому он и стал на точку зрения, что эти светила движутся равномерно по круговым орбитам, однако центр круга смещен по отношению к центру Земли. Такие орбиты были названы *эксцентрами*. Гиппарх составил таблицы, по которым можно было определить положение Солнца и Луны на небе на любой день года. Что же касается планет, то, по замечанию Птолемея, он «не сделал других попыток объяснения движения планет, а довольствовался приведением в порядок сделанных до него наблюдений, присоединив к ним еще гораздо большее количество своих собственных. Он ограничился указанием своим современникам на неудовлетворительность всех гипотез, при помощи которых некоторые астрономы думали объяснить движение небесных светил».

Благодаря работам Гиппарха астрономы отказались от мнимых хрустальных сфер, предположенных Евдоксом, и перешли к более сложным построениям с помощью *эпициклов* и *деферентов*, предложенных еще до Гиппарха Аполлонием Пергским (250—205 гг. до н. э.). Классическую форму теории эпициклических движений придал Клавдий Птолемей (его наблюдения выполнены в 127—151 гг. н. э., год рожд. и смерти неизв.).

Главное сочинение Птолемея «Математический синтаксис в 13 книгах» или, как его называли позже арабы, «Альмагест» («Величайшее») стал известным в средневековой Европе лишь в XII в. В 1515 г. он был напечатан на латинском языке в переводе с арабского, а в 1528 г. в переводе с греческого. Трижды (в 1538, 1898 и 1903 гг.) «Альмагест» издавался на греческом языке, в 1813—1816 гг. — на французском, а в 1912 и 1963 гг. — на немецком языке.

«Альмагест» — это настоящая энциклопедия античной астрономии. В этой книге Птолемей сделал то, что

не удавалось ни одному из его предшественников. Он разработал метод, пользуясь которым можно было рассчитать положение той или другой планеты на любой наперед заданный момент времени. Это ему удалось не легко, и в одном месте он заметил:

«Легче, кажется, двигать самые планеты, чем постичь их сложное движение...»

«Установив» Землю в центре мира, Птолемей представил видимое сложное и неравномерное движение

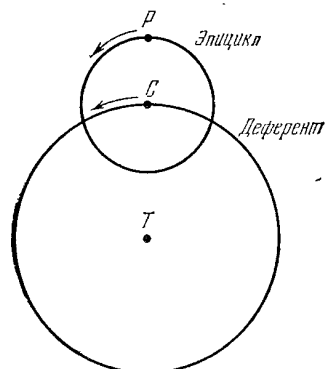


Рис. 8. Деферент и эпицикл

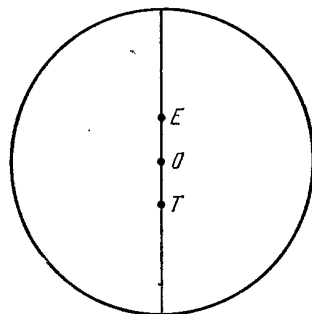


Рис. 9. Положение «выравнивающей точки» — экванта E относительно центра деферента O и центра Земли T

каждой планеты как сумму *нескольких* простых *равномерных* круговых движений.

Согласно Птолемею каждая планета движется равномерно по малому кругу — *эпициклу*. Центр эпицикла в свою очередь равномерно скользит по окружности большого круга, названного *деферентом* (рис. 8). Для лучшего совпадения теории с данными наблюдений пришлось предположить, что центр деферента смещен по отношению к центру Земли. Но этого было недостаточно. Птолемей был вынужден предположить, что движение центра эпицикла по деференту является равномерным (т. е. его угловая скорость движения постоянна), если рассматривать это движение не из центра деферента O и не из центра Земли T , а с некоторой «выравнивающей точки» E , названной позже *эквантом* (рис. 9).

Комбинируя наблюдения с расчетами, Птолемей методом последовательных приближений получил, что от-

ношения радиусов эпициклов к радиусам деферентов для Меркурия, Венеры, Марса, Юпитера и Сатурна равны соответственно 0,376, 0,720, 0,658, 0,192 и 0,103. Любопытно, что для предвычисления положения планеты на небе не было необходимости знать расстояние до планеты, а лишь упомянутое отношение радиусов эпициклов и деферентов.

При построении своей геометрической модели мира Птолемей учитывал тот факт, что в процессе своего движения планеты несколько отклоняются от эклиптики. Поэтому для Марса, Юпитера и Сатурна он «наклонил» плоскости деферентов к эклиптике и плоскости эпициклов к плоскостям деферентов. Для Меркурия и Венеры он ввел колебания вверх и вниз с помощью небольших вертикальных кругов. В целом для объяснения всех замеченных в то время особенностей в движении планет Птолемей ввел 40 эпициклов. Система мира Птолемея, в центре которой находится Земля, называется *геоцентрической*.

Кроме отношения радиусов эпициклов и деферентов для сопоставления теории с наблюдениями необходимо было задать периоды обращения по этим кругам.

Заметим, что движение планеты по эпициклу отсчитывалось Птолемеем от *апогея* — наиболее удаленной от Земли точки эпицикла (соответствующей положению планеты P на рис. 8), направление на которую по отношению к неподвижным звездам непрерывно изменяется. При этом каждая из верхних планет, достигая апогея своего эпицикла, одновременно приходит в соединение с Солнцем, а в целом радиусы эпициклов этих планет, направленные к планетам, всегда параллельны направлению с Земли на Солнце. Центры же эпициклов нижних планет всегда лежат на прямой, соединяющей наблюдателя с Солнцем (рис. 10). Поэтому период обращения планеты (как верхней, так и нижней) по эпициклу равен ее синодическому периоду S , а угловая скорость этого движения (отсчитываемого от подвижного апогея!) $\sigma = 360^\circ/S$ (градусов/сутки). С исключительно высокой точностью («до сексты градуса», что равно $3600'' : 60'' = 0,000\,000\,77''$) Птолемей оценил и угловую скорость движения центров эпициклов верхних планет по их деферентам (точка C , рис. 8). В частности, для Марса она составляет $0,524^\circ$ за сутки или $191,35^\circ$ за год; для Юпитера соответственно

0,083° и 30,34°, для Сатурна — 0,033° и 12,18°. Угловая скорость движения центра эпицикла нижней планеты та же, что и для Солнца.

Вслед за Аристотелем Птолемей попытался опровергнуть представление о возможном движении Земли. Он писал:

«Существуют люди, которые утверждают, будто бы ничто не мешает допустить, что небо неподвижно, а

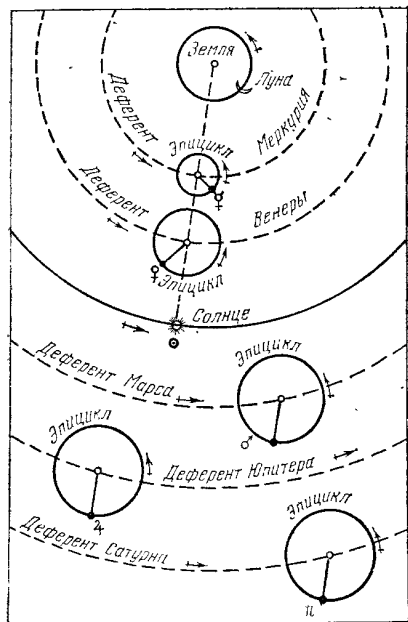


Рис. 10. Система мира по Птолемею

Земля вращается около своей оси от запада к востоку, и что она делает такой оборот каждые сутки. Правда, говоря о светилах, ничто не мешает для большей простоты допустить это, если принимать в расчет только видимые движения. Но эти люди не сознают, до какой степени смешно такое мнение, если присмотреться ко всему, что совершается вокруг нас и в воздухе. Если мы согласимся с ними, — чего в действительности нет, — что самые легкие тела вовсе не движутся или движутся так же, как и тела тяжелые, между тем как, оче-

видно, воздушные тела движутся с большей скоростью, чем тела земные; если бы мы согласились с ними, что предметы самые плотные и самые тяжелые имеют собственное движение, быстрое и постоянное, тогда как на самом деле они с трудом движутся от сообщаемых им толчков, — все-таки эти люди должны были бы сознаться, что Земля вследствие своего вращения имела бы движение значительно быстрее всех тех, какие происходят вокруг нее, ибо она совершала бы такую большую окружность в такой малый промежуток времени. Таким образом, тела, которые поддерживали бы Землю, казались бы всегда движущимися по противоположному с ней направлению, и никакое облако, ничто летящее или брошенное никогда не казалось бы направляющимся к востоку, ибо Земля опередила бы всякое движение в этом направлении».

С современной точки зрения можно сказать, что в своих рассуждениях Птолемей слишком переоценивал роль центробежной силы. Он также придерживался ошибочного утверждения Аристотеля, что в поле тяжести тела падают со скоростями, пропорциональными их массам...

В целом же, как заметил известный голландский ученый А. Паннекук, «Математическое сочинение» Птолемея «было карнавальным шествием геометрии, праздником глубочайшего создания человеческого ума в представлении Вселенной... труд Птолемея предстает перед нами как великий памятник науки античной древности...».

Основные параметры своей модели мира Птолемей определил в высшей степени искусно и с высокой точностью. Со временем, однако, астрономы начали убеждаться в том, что между истинным положением планеты на небе и расчетным существуют расхождения. Так, в начале XII в. планета Марс оказалась на два градуса в стороне от того места, где ей надлежало быть по таблицам Птолемея.

Установление истины. Основы новой астрономии, правильного научного мировоззрения заложены великим польским ученым Николаем Коперником (1473—1543). В его книге «Об обращениях небесных сфер» (1543 г.) была изложена новая система мира (рис. 11), которая в дальнейшем получила название Коперниковой или *гелиоцентрической* (от греческого слова *гелос* — Солнце). В ее основе лежали следующие утверждения:

1) в центре мира находится Солнце, 2) Земля и другие планеты движутся вокруг Солнца в одном направлении и вращаются вокруг одного из своих диаметров, 3) это движение происходит по круговым орбитам и 4) оно является равномерным, т. е. скорости движений планет по круговым орбитам постоянны.

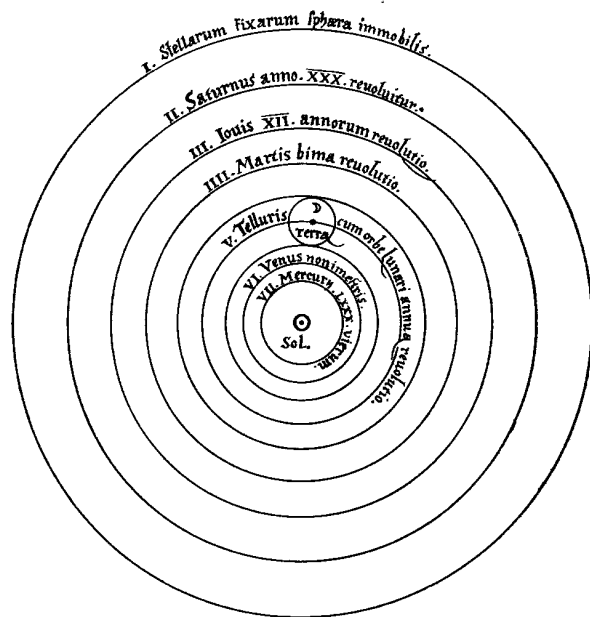


Рис. 11. Гелиоцентрическая система мира Коперника

Коперник отмечает, что он прежде всего детально изучил сочинения философов древности «с целью убедиться, допускал ли кто-либо из них иной род движения, чем тот, который преподается в наших школах». После того как он ознакомился с такими высказываниями, он делает попытку найти для истолкования движения планет «более правдоподобное объяснение, предполагая движение Земли». Далее в своей книге Коперник пишет:

«Таким образом, предположив существование тех движений, которые далее в самом произведении приписаны мною Земле, я, наконец, после многочисленных и долголетних наблюдений понял, что если с круговым

движением Земли сравнить движения остальных блуждающих светил и вычислить эти движения для периода обращения каждого светила, то удастся воспроизвести не только наблюдаемые у светил явления, но и последовательность светил и размеры их сфер, а также само небо окажется так тесно связанным между собой, что нельзя будет ничего переставить в одной части без того, чтобы не вызвать путаницу в остальных частях и во всей Вселенной...»

Полемизируя с аргументами Аристотеля и Птолемея, Коперник отмечает, что «вращается не только Земля вместе с соединенной с ней водной стихией, но и немалая часть воздуха и все, что состоит в каком-либо родстве с Землей». Не следует удивляться и тому, что смещение звезд при движении Земли не замечено. Ведь «размеры мира столь велики, что хотя расстояние от Земли до Солнца имеет достаточно большие размеры по сравнению с размерами сферы любой планеты, оно тем не менее неощутимо мало по сравнению со сферой неподвижных звезд». Поэтому «легче принять это допущение, чем ломать голову над бесконечным множеством сфер, как это вынуждены делать те, кто удерживает Землю в центре мира».

Впервые в астрономии Коперник дал правильный план строения Солнечной системы, установив ее *относительные масштабы*. Приняв за единицу измерений расстояние от Земли до Солнца, он нашел, что расстояние от Солнца до Меркурия, Венеры, Марса, Юпитера и Сатурна равны соответственно 0,376, 0,723, 1,52, 5,217 и 9,184. За исключением последней, эти цифры почти не отличаются от современных.

Коперник рассчитал также истинные *сидерические* периоды обращения планет вокруг Солнца. Сидерический период обращения Земли вокруг Солнца $T_{\oplus}$ (звездный год) равен промежутку времени, за который Солнце, описав большой круг на небесной сфере, возвращается к той же звезде. Он составляет 365,256 суток.

Суточное вращение небосвода Коперник объяснил вращением Земли вокруг своей оси, а годичное движение Солнца по эклиптике — движением Земли в пространстве вокруг Солнца. Сложные видимые движения планет объяснены Коперником как результат сложения двух действительных движений — движения планеты и движения Земли по их орбитам вокруг Солнца.

При разработке своей системы мира Коперник исходил из предположения, что Земля и планеты обращаются вокруг Солнца равномерно по круговым орбитам. Поэтому, чтобы объяснить сложное движение планет по эклиптике, ему пришлось ввести в свою систему 48 эпициклов. И лишь благодаря усилиям И. Кеплера (1571—1630) система мира Коперника приобрела простой и стройный вид.

Учение Коперника произвело настоящую революцию не только в астрономии, но и во всем человеческом мировоззрении. «Революционным актом, которым исследование природы заявило о своей независимости, ...было издание бессмертного творения, в котором Коперник бросил... вызов церковному авторитету в вопросах природы. Отсюда начинается свое летоисчисление освобождение естествознания от теологии ...с этого времени пошло гигантскими шагами также и развитие наук...» *).

Так характеризовал Фридрих Энгельс появление книги Коперника «Об обращениях небесных сфер». Коперник стер грань между «земным» и «небесным». Вскоре религиозные круги поняли всю опасность, которую представляло для них учение Коперника. Пламенный пропагандист идеи множественности миров, подобных Земле, Джордано Бруно (1548—1600) был сожжен в Риме в 1600 г., а Галилео Галилей, открывший фазы Венеры и тем самым представивший неоспоримое доказательство ее движения вокруг Солнца, вынужден был отречься от своих взглядов.

Но начавшееся бурное развитие науки уже ничем нельзя было остановить.

Изобретение телескопа

Исследования Вселенной с помощью телескопов были начаты Галилео Галилеем (1564—1642) в 1609—1610 гг. Телескопы Галилея были небольшими (рис. 12), один из лучших имел диаметр объектива 5,3 см и фокусное расстояние 124,5 см. Но уже и с такими небольшими инструментами был сделан крупный шаг вперед в раскрытии тайн мироздания. На поверхности Луны Галилей обнаружил неровности — горы, долины и кра-

теры, он открыл спутники Юпитера и фазы Венеры. Последнее открытие он опубликовал сначала в виде анаграммы (зашифрованной путем перестановки букв записи), которую через несколько месяцев расшифровал так: «Мать любви [Венера] подражает видам Цинтии [Луны]». Тем самым Галилей дал первое доказательство правильности гелиоцентрической системы

Коперника. С помощью телескопа Галилей установил также, что Млечный Путь — это неисчислимое скопление звезд.

В качестве окулярной линзы в своих телескопах Галилей использовал плоскогнутую линзу. В этом случае, однако, лучи света, идущие от звезды, на которую телескоп точно не направлен, отклоняются окулярной линзой в сторону и в глаз наблюдателя не по-

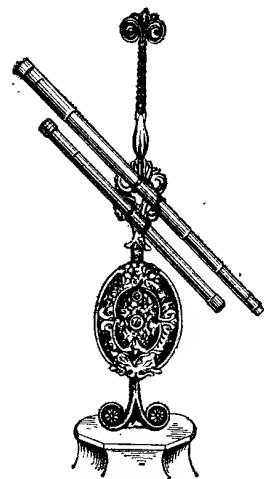


Рис. 12. Первый телескоп Галилея

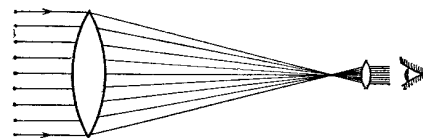


Рис. 13. Схема телескопа-рефрактора Кеплера

падают. Другими словами, поле зрения телескопов Галилея было невелико. В 1611 г. Кеплер в своей книге «Диоптрика» предложил использовать в телескопе комбинацию двух двояковыпуклых линз (рис. 13). Два года спустя именно такой телескоп (телескоп-рефрактор, как его принято называть) был построен Христофором Шейнером (1575—1640), который установил его на параллактической монтировке и приспособил для наблюдений Солнца на экране. Через тридцать лет кеплерова труба вытеснила все прежние системы телескопов.

После работ Галилея строительство телескопов приобрело массовый характер. При этом обнаружилось, что получаемое изображение в большинстве случаев серьезно искажено: вместо точечного изображения звезды наблюдатель видел размытое пятно, которое к тому же было окрашено во все цвета радуги. Эти недостатки

*) Энгельс Ф. Диалектика природы. — М.: Политиздат, 1975, с. 8.

линзовых систем известны сегодня под названиями сферической и хроматической aberrации. Они исправляются комбинацией нескольких линз как в объективе, так и в окуляре. В XVII в. в качестве объектива использовались еще одиночные линзы и, чтобы улучшить качество изображения, их делали длиннофокусными. При диаметре линзы 5—20 см некоторые из телескопов имели фокусное расстояние до 40—65 метров! Это

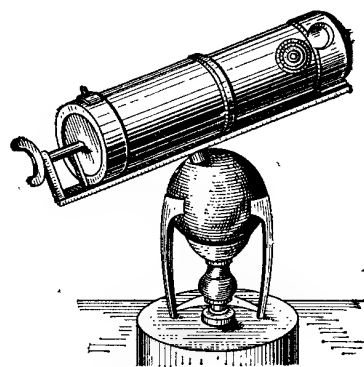


Рис. 14. Первый зеркальный телескоп И. Ньютона

были так называемые «воздушные телескопы», в которых объектив и окуляр крепились почти независимо друг от друга.

Почти одновременно (в 1616 г.) были предложены схемы зеркальных телескопов. Но только Ньютону в 1668 г. удалось создать зеркальный телескоп (*рефлектор*), действительно пригодный для наблюдений. Диаметр сферического зеркала этого телескопа был равен... 2,5 см, его фокусное расстояние — 16,5 см (рис. 14).

В 1667 г. французский астроном Жан Пикар (1620—1682) предложил устанавливать в окуляре телескопа две крестообразно натянутые нити. Благодаря этому стало возможным более надежно фиксировать телескоп по направлению. Комбинация такого телескопа с квадрантом дала возможность повысить точность определения координат светила почти в сто раз.

Одним из лучших мастеров-строителей телескопов прошлого был выдающийся английский астроном Вильям Гершель (1738—1822), изготовивший около ста зеркал, причем рабочий диаметр наибольшего из них был 122 см.

Но первые зеркальные телескопы доставляли астрономам немало хлопот. Чтобы получить точечное изображение звезды, необходимо было устранять сферическую aberrацию, для чего требовалось придавать зеркалу форму параболоида. Далее, зеркала (все они тогда были металлическими, часто из зеркальной бронзы) гнулись под собственным весом, их поверхность быстро тускнела — телескопы, как тогда говорились,

быстро «слепли»... Поэтому вновь и вновь делались попытки совершенствовать линзовые объективы, выполняя их двух- и трехлинзовыми. Это позволило сократить длину телескопа в 10—15 раз и улучшить качество изображения. Объективы, сконструированные и изготовленные И. Фраунгофером (1787—1826) в Германии и А. Кларком (1804—1887) в США, позволили сделать целый ряд выдающихся открытий.

На этом пути возникли свои трудности. В трубе телескопа объектив рефрактора поддерживается оправой за края. Но при повороте трубы объектив под действием силы тяжести деформируется, что сказывается на качестве изображения. А ведь чем больше диаметр объектива, тем больше его вес и тем значительнее деформация. Вот почему в мире и сегодня нет крупных линзовых телескопов, точнее, диаметр объектива наибольшего из телескопов-рефракторов, установленного в 1897 г. на Йеркской обсерватории Чикагского университета (США), равен всего 102 см.

Телескоп-рефлектор как бы заново родился во второй половине XIX в., когда был разработан метод наружного серебрения стеклянных зеркал. Свежая серебряная пленка в видимых лучах отражала около 90—96 % падающего света, ее можно было восстанавливать по нескольку раз. И уже в наше время, в 1930 г., рефлектор родился в третий раз: стеклянные зеркала начали алюминировать. Тем самым было найдено надежное средство сохранять отражательную поверхность в хорошем рабочем состоянии относительно долгое время.

Уточнение масштабов мира

Вопрос о том, что представляет собой звездный мир, окружающий Землю, нельзя было решить раньше, чем были определены расстояния до небесных тел. И это уточнение масштабов мира продолжалось почти 2500 лет. Какими только единицами не измерялись эти расстояния, начиная от греческих стадий и кончая сегодняшними мегапарсеками...

Одним из первых ученых, предложивших около 500 г. до н. э. хоть какую-нибудь конкретную цифру для описания масштабов мира, был древнегреческий географ Гекатей Милетский (конец VI — начало V в. до н. э.). Следуя философу Фалесу (624—547 гг.

до н. э.), представлявшему Землю в виде круглого плоского диска, плавающего в океане, Гекатей «оценил» диаметр этого диска, в сегодняшней мере, в 8000 км.

Аристотель, рассматривая вопрос о расстояниях до небесных тел, пришел к выводу, что планеты расположены дальше от Земли, чем Луна и Солнце, и что расстояние до сферы звезд по крайней мере в девять раз превышает расстояние от Земли до Солнца. Аристотель не только представил обзор доказательств шарообразности Земли, но и указал правильные ее размеры. Он писал: «Затем математики, вычислившие окружность Земли, считают ее равной приблизительно 400 тысячам стадий, а из этого мы заключаем, что Земля не только имеет сферическую форму, но что и объем ее незначителен в сравнении с небом».

Принимая стадию равной 157,5 или 185 м (трудно указать, какую именно использовал Аристотель), находим для окружности земного шара 63 000 или 74 000 км при истинном ее значении 40 000 км.

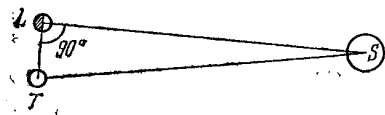


Рис. 15. Треугольник Аристарха:
T — Земля, L — Луна, S — Солнце

Впервые расстояние от Земли до Солнца путем астрономических наблюдений попытался установить Аристарх Самосский. Измеряя угловое расстояние Луны от Солнца в момент первой четверти, когда угол с вершиной L равен 90° (рис. 15), в своем труде «О величинах и расстояниях Солнца и Луны» он пришел к выводу, что этот угол равен 87° («расстояние Луны от Солнца равно четверти окружности без тридцатой части этой четверти»). Отсюда Аристарх нашел, что «расстояние от Земли до Солнца превышает расстояние до Луны более чем в 18, но менее чем в 20 раз..., что такое же отношение имеет диаметр Солнца к диаметру Луны; что диаметр Солнца к диаметру Земли имеет отношение большее, чем 19 к 3, но меньшее, чем 43 к 6...» (такая запись связана с тем, что ученым в древности и вплоть до 1585 г. десятичные дроби были неизвестны).

Как видно из рис. 15, если угол TSL равен 3° , то

$$\frac{TL}{TS} = \sin 3^\circ \approx \frac{1}{19,1}. \quad (1.1)$$

В целом, как видим, из расчетов Аристарха Самосского следовало, что радиус Солнца составляет около семи радиусов Земли ($R_\odot \approx 7 R_\oplus$). Это, по-видимому, и привело ученого к выводу, что не Земля, а Солнце, как большее тело, расположено в центре мира. По расчетам Аристарха радиус Луны $R_\zeta \approx 7/19 R_\oplus \approx 0,37 R_\oplus$, расстояние от Земли до Луны $r_\zeta \approx 19 R_\oplus$ и расстояние от Земли до Солнца составляет примерно 19 расстояний от Земли до Луны или около 361 радиуса Земли.

Вскоре после этого Эратосфен (276—194 гг. до н. э.), измеряя высоту Солнца в полдень в Александрии и Сиене, установил, что длина окружности Земли составляет 250 000 стадий. Отсюда следовало, что радиус Земли равен (в современных единицах) 6300 км. Возвратившись к расчетам Аристарха, находим, что расстояние от Земли до Солнца составляет всего около 2 300 000 км, а это в 65 раз меньше его истинного значения (149 600 000 км). Причина этого расхождения заключается в том, что величина угла TSL составляет не 3° , а всего $9'$. Поэтому Солнце находится от Земли не в 19, а в 400 раз дальше, чем Луна. Однако установить точно момент первой четверти вообще очень трудно, поэтому этой ошибке Аристарха удивляться не следует...

Вопрос о расстоянии от Земли до Луны был пересмотрен Гиппархом. Гиппарху было известно, что угловой радиус Луны равен $16'$, а радиус земной тени на расстоянии Луны — $40'$ (т. е. в $8/3$ раз больше). Последнюю цифру можно установить, определяя из наблюдений продолжительность полного лунного затмения, которая составляет почти два часа. И так как средняя скорость перемещения Луны на небе равна $0,5^\circ$ в час, то отсюда следует, что видимый диск Луны можно «уложить» в сечение земной тени почти три раза. Из геометрических соображений Гиппарх нашел, что радиус Луны равен разности радиусов Земли и земной тени на расстоянии Луны ($R_\zeta = R_\oplus - R_t$). Отсюда следовало, что $R_\zeta \approx 3/11 R_\oplus$, что практически совпадает с современными данными о размерах Луны.

После того как был найден линейный радиус Луны, по ее угловому радиусу нетрудно было найти и само расстояние Луны от Земли $r_\zeta = \frac{R_\zeta}{\text{tg } 16'} = 218 R_\zeta$, т. е. 59,3 радиуса Земли,

На самом деле тригонометрическая функция тангенс была введена лишь в начале XVI в., а сам Гиппарх лишь вводил первые элементы тригонометрии, однако для расстояния от Земли до Луны он получил очень близкую цифру — $59R_{\oplus}$. Эта цифра как среднее расстояние до Луны фигурирует и в «Альмагесте» Птолемея. Для расстояния от Земли до Солнца Птолемей получил величину 1120 радиусов Земли, т. е. около 7 млн. км, что примерно в 20 раз меньше истинного. Этими цифрами астрономы пользовались вплоть до времени Галилея и Кеплера, считая к тому же, в соответствии с Аристотелем, что «сфера неподвижных звезд» расположена всего в девять раз дальше от Земли, чем Солнце...

Важную роль в развитии взглядов на природу небесных тел сыграли работы Тихо Браге (1546—1601 г.). Наблюдая с интервалом 12 часов новую звезду, вспыхнувшую в 1572 г. в созвездии Кассиопея, он надеялся заметить ее смещение по отношению к далеким звездам, обусловленное смещением наблюдателя при суточном вращении Земли. Это, однако, ему не удалось. Отсюда Тихо Браге сделал вывод, что расстояние до этого объекта существенно превышает расстояние до Луны. Это был чувствительный удар по аристотелевым представлениям о вечности и неизменности «небесного». Свои размышления Тихо Браге опубликовал в книге «О новой звезде», где он высказал предположение, что звезда образовалась в результате конденсации тонкого светлого вещества, из которого, по его мнению, состоит Млечный Путь.

Аналогично, по Аристотелю, кометы являются сгущениями в верхних слоях земной атмосферы. Но в таком случае их наблюдаемое суточное параллактическое смещение по отношению к звездам должно было бы быть велико (рис. 16). Тихо Браге произвел наиболее тщательные измерения и... никаких смещений не обнаружил. Отсюда он сделал вывод, что кометы находятся не менее чем в шесть раз дальше от Земли, чем Луна. Другими словами, они являются такими же небесными светилами, как Луна и планеты...

Усилиями многих ученых была «разбита» и хрустальная «сфера неподвижных звезд». Взгляды на то, что Вселенная бесконечна и нигде не имеет центра, были высказаны Николаем Кузанским (1401—1464) и Джордано Бруно (1548—1600). В своем «Послании к

Инголи» (1624) Галилей, дискутируя с богословом Инголи — противником учения Коперника, писал: «...вы предполагаете, что все звезды небесного свода помещены на одну и ту же сферу; но это столь сомнительное утверждение, что ни вы и никто другой не сможете доказать этого вовеки; что же касается меня, то я, оставаясь в области допустимого и вероятного, скажу, что даже из четырех неподвижных звезд, не говоря уже обо всех, не найдется и двух одинаково удаленных от любой точки, которую вы желаете избрать во Вселенной...».

От Гиппарха до Галилея сохранялось представление о том, что звезды выглядят ярче или слабее в зависимости от того, больший или меньший их диаметр (ведь предполагалось, что все они находятся на одинаковом расстоянии!). Как известно, Гиппарх для характеристики яркости звезды (правильнее говорить, блеска, см. с. 108) ввел понятие «звездная величина». К звездам первой величины были отнесены наиболее яркие звезды, к звездам шестой величины — наиболее слабые. Позже эти величины получили обозначение m (1^m , 6^m). В «Диалоге о двух главнейших системах мира» (1632 г.) Галилей использует это предположение для оценки расстояний до звезд, исходя из своих наблюдений. Он пишет:

«Прежде всего я предполагаю, ...что полудиамер земной орбиты, т. е. расстояние от Земли до Солнца, составляет 1208 земных полудиаметров; во-вторых, я полагаю, ...что видимый диаметр Солнца при среднем его расстоянии составляет около половины градуса, т. е. 30 минут... И так как видимый диаметр неподвижной звезды первой величины не превышает 5 секунд, т. е. 300 терций, а диаметр неподвижной звезды шестой величины — 50 терций, ...то, следовательно, диаметр Солнца содержит диаметр неподвижной звезды шестой величины 2160 раз; поэтому, если предположить, что неподвижная звезда шестой величины в действительности

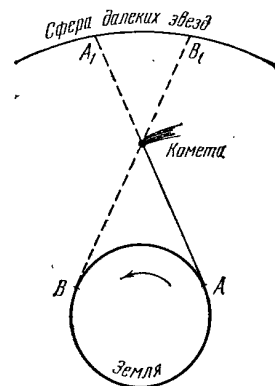


Рис. 16. Параллактическое смещение кометы на фоне далеких звезд обусловленное перемещением наблюдателя при суточном вращении Земли

равна Солнцу и не больше его, то это все равно, что сказать: ...расстояние неподвижной звезды шестой величины составляет 2160 полудиаметров земной орбиты».

Таким образом, принимая, что все звезды имеют одинаковые линейные размеры, Галилей нашел, что расстояния до ярчайших звезд (звезд первой величины) в 360 раз превышают расстояние от Земли до Солнца. Эта цифра была преуменьшена примерно в 1000 раз. В данном случае Галилей ошибочно принимал радиусы светлых пятен за реальные изображения дисков звезд. Но и в таком виде работа Галилея была серьезным ударом по противникам теории Коперника.

Еще больше возросли масштабы мира в трехтомных «Очерках коперниканской астрономии» (1617—1621 гг.) — первом полном учебнике новой астрономии, написанном Кеплером на основе гелиоцентрической теории Коперника. По Кеплеру, расстояние до «сферы звезд» в 2000 раз превышает расстояние от Солнца до Сатурна или в 16 400 раз — расстояние от Земли до Солнца.

Как мы уже знаем, на протяжении почти 2000 лет астрономы вслед за Аристархом Самосским принимали, что расстояние от Земли до Солнца в 19 раз больше расстояния от Земли до Луны. И хотя эта цифра была преуменьшена в 20 раз, это не помешало Копернику установить *относительные* масштабы Солнечной системы, а Кеплеру открыть законы движения планет вокруг Солнца. Однако, не имея точных данных о расстояниях Луны и Солнца, Ньютон не смог бы *динамически* обосновать гелиоцентрическую систему мира. Случилось так, что масштабы Солнечной системы были установлены как раз в начале творческой деятельности Ньютона.

В 1671 г. Пикар измерил величину радиуса Земли с ошибкой всего несколько метров. Тогда же расстояние от Земли до Луны было установлено равным 385 600 км. Чтобы определить расстояние от Земли до Солнца (его принято называть *астрономической единицей* — а. е.), было достаточным измерить расстояние от Земли до любой планеты, например, до Марса. В самом деле, по Копернику, расстояние от Солнца до Марса составляет 1,52 а. е. Отсюда следует, что в момент противостояния расстояние от Земли до Марса равно $1,52 - 1,00 = 0,52$ а. е. А если известна часть астрономической еди-

ницы, то нетрудно найти и полную ее величину, т. е. расстояние от Земли до Солнца.

В 1671—1673 гг. французские астрономы Джованни Доминик Кассини (1625—1712) и Жан Рише (год рожд. неизв. — 1696) одновременно определили положение Марса среди звезд: первый в Парижской обсерватории, второй в г. Кайенна (Французская Гвiana в Южной Америке). По величине параллактического смещения планеты среди звезд и известному расстоянию между пунктами наблюдений нетрудно было определить расстояние Марса от Земли и тем самым установить величину астрономической единицы. Так было найдено, что расстояние от Земли до Солнца равно 140 000 000 км. Эта цифра всего на 6,3 % меньше ее истинного значения. Вскоре после этого она была уточнена.

Так во второй половине XVII в. масштабы Солнечной системы возросли в 20 раз.

Тогда же выдающийся голландский астроном Христиан Гюйгенс (1629—1695) пытался оценить расстояние до ярчайшей звезды — Сириус. С этой целью он сравнивал яркость Сириуса с яркостью «искусственной звезды» — стеклянного шарика, который рассеивал солнечные лучи. В предположении, что Солнце и Сириус излучают одинаковое количество света (на самом же деле Солнце излучает в 17 раз меньше), Гюйгенс установил, что расстояние до Сириуса не менее чем в 28 000 раз превышает расстояние от Земли до Солнца. И в данном случае это расстояние было преуменьшено в 19,6 раза.

Точные измерения расстояний до ближайших звезд были проведены лишь в 1835—1840 гг. Василием Яковлевичем Струве (1793—1864), Фридрихом Вильгельмом Бесселем (1784—1846) и Томасом Гендерсоном (1798—1846). Лишь в середине прошлого века оказалось под силу измерять годовые смещения близких звезд на общем звездном фоне, смещения, величина которых не превышает нескольких десятых долей секунды дуги.

Уместно напомнить, что Гершель для оценки расстояния от Земли до звезды ввел новую единицу длины — *световой год*, т. е. расстояние, которое луч света, движущийся со скоростью 300 000 км/с, проходит за один год. 1 световой год равен $9,46 \cdot 10^{12}$ км или 63 240 а. е. Кроме того, Гершель пользовался еще одной единицей длины — расстоянием от Земли (или, что практически то же самое — от Солнца) до Сириуса,

принимая ее равной 6,38 светового года (на самом деле — 8,7 светового года). Гершель был первым, кто оценил размеры Галактики: протяженность 850 и толщина 200—250 единиц расстояния Земля — Сириус. Расстояние до туманности Андромеды он оценил цифрой 2000 расстояний Земля — Сириус (преуменьшив его в сто раз). Расстояния до более слабых туманностей — далеких галактик — он принимал равными миллионам световых лет. Подробнее об этом будет сказано в главе 9.

Триумф научного мировоззрения

Тщательно определяя положения Марса на небе на протяжении почти 20 лет (с точностью до $40''$), Тихо Браге надеялся в будущем создать теорию движения планет. Вероятно, это было бы ему не под силу. Но в 1600 г. судьба свела искусного наблюдателя с молодым Кеплером, который стал крупнейшим вычислителем века и «законодателем неба» именно благодаря наблюдениям Тихо Браге...

Почти 20 лет понадобилось Кеплеру, чтобы из длинных рядов цифр в упорнейшем труде раскрыть одну из величайших тайн мироздания — установить законы обращения планет вокруг Солнца. Первые два закона были опубликованы в книге «Новая астрономия» (1609 г.), третий — в «Гармонии мира» (1619 г.). В современной формулировке эти законы звучат так:

I. Все планеты движутся по эллипсам, в одном из фокусов которых (общем для всех планет) находится Солнце.

II. Радиус-вектор планеты в равные промежутки времени описывает равновеликие площади.

III. Квадраты времен обращения планет вокруг Солнца пропорциональны кубам больших полуосей их орбит.

В математической форме этот закон записывается так:

$$\frac{T_2^2}{T_1^2} = \frac{a_2^3}{a_1^3}, \quad (1.2)$$

где T_1 и T_2 — сидерические периоды обращения двух планет, a_1 и a_2 — большие полуоси их орбит.

Напомним, что эллипс — это замкнутая кривая линия (рис. 17), обладающая тем свойством, что сумма

расстояний каждой ее точки от двух внутренних точек, называемых *фокусами*, есть величина постоянная и равная наибольшему диаметру эллипса. Последний называется *большой осью* эллипса (AP на рис. 17, а). Точка O называется центром эллипса. Отношение расстояния между фокусами (f_1f_2) к большой оси (смещения фокуса от центра к полуоси OP) называется

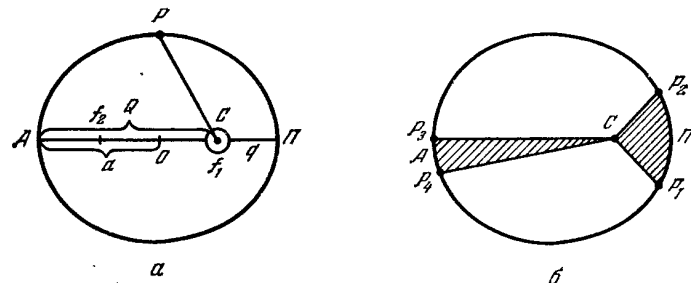


Рис. 17. а — эллиптическая орбита, б — иллюстрация второго закона Кеплера

эксцентриситетом эллипса, обозначается буквой e . Эксцентриситет эллипса e всегда меньше единицы, для круга $e = 0$.

Предположим, что Солнце находится в фокусе f_1 эллиптической орбиты планеты P . Тогда ближайшая к Солнцу точка орбиты P называется *перигелием*, а наиболее удаленная от него точка A — *афелием*. Большая ось орбиты AP называется *линией апсид*. Линия f_1P , соединяющая Солнце и планету P на ее орбите, называется *радиусом-вектором* планеты. Расстояние планеты от Солнца в перигелии (q) и афелии (Q) находится по таким формулам:

$$q = a(1 - e), \quad Q = a(1 + e). \quad (1.3)$$

Второй закон Кеплера определяет скорость планеты (см. рис. 17, б). Так как площадь CP_1P_2 , описанная радиусом-вектором планеты за время Δt вблизи перигелия, равна площади CP_3P_4 , описанной им за тот же промежуток времени вблизи афелия, то дуга P_1P_2 больше дуги P_3P_4 . Отсюда следует, что планета вблизи перигелия имеет скорость большую, чем вблизи афелия. Другими словами, движение планеты неравномерно.

В своей книге «Математические начала натуральной философии» (1687 г.) Ньютон после тщательного анализа движения Луны вокруг Земли и планет вокруг Солнца сформулировал закон всемирного тяготения, который устанавливает, что *каждые две материальные частицы взаимно протягиваются с силой, пропорциональной произведению их масс и обратно пропорциональной квадрату расстояния между ними:*

$$F = -G \frac{m_1 m_2}{r^2}. \quad (1.4)$$

Здесь G — постоянная тяготения, ее значение в системе CGS равно $6,673 \cdot 10^{-8}$ дин $\cdot$ см²/г².

Ньютон вывел третий закон Кеплера в обобщенной форме:

$$\frac{T_2^2 (M + m_2)}{T_1^2 (M + m_1)} = \frac{a_2^3}{a_1^3} \quad \text{и} \quad \frac{a^3}{T^2 (M + m)} = \frac{G}{4\pi^2}. \quad (1.5)$$

Здесь, как и раньше, T_1 и T_2 , a_1 и a_2 — периоды обращений и большие полуоси эллиптических орбит двух планет, массы которых равны соответственно m_1 и m_2 , M — масса Солнца.

Ньютон сопоставил обращение Луны вокруг Земли (период T_1 , расстояние a_1) с обращением Венеры вокруг Солнца (T_2 и a_2), а потом поочередно одного из спутников Юпитера и Сатурна (каждого вокруг своей планеты) и на основе формулы (1.5) с высокой точностью провел первое «взвешивание» небесных тел — определил массы Земли, Юпитера и Сатурна в единицах массы Солнца.

Абсолютные значения масс Солнца и других планет были установлены в 1798 г. после опытов Генри Кавендиша (1731—1810), который лабораторным путем сумел определить величину постоянной тяготения G и тем самым среднюю плотность Земли и ее массу. Этот успех астрономии был весьма своевременным!

В 1781 г. В. Гершель открыл планету Уран. Вскоре оказалось, что ее положение на небесной сфере отклоняется от расчетного и что это отклонение нельзя объяснить притяжением уже известных планет, массы которых были только что установлены. В частности, в 1840 г. это расхождение составляло $1,5'$, в 1844 г. оно достигло уже величины $2'$. Преодолевая огромные математические трудности, независимо друг от друга

английский астроном Джон Кауч Адамс (1819—1892) и французский — Урбен Жан Жозеф Леверье (1811—1877) нашли элементы орбиты новой планеты. Адамс рассчитал ее положение в 1845 г., как потом выяснилось, с точностью до 2° . Однако английские астрономы не сумели «своевременно» обнаружить новую планету. Причиной, кроме некоторого недоверия к молодому астроному, было и то, что они не имели точных карт звездного неба. Леверье закончил аналогичные расчеты в августе 1846 г. и переслал их в Берлинскую обсерваторию. В тот же вечер по получении письма, 23 сентября 1846 г., немецкий ученый Иоганн Готфрид Галле (1812—1910) обнаружил новую планету Нептун на расстоянии всего $52'$ от рассчитанного места. Это был триумф идей Коперника, триумф теории тяготения Ньютона.

Со временем оказалось, что влиянием Нептуна нельзя все же объяснить всю величину возмущений орбиты Урана. Поэтому уже в XX в., в 1915 г. американские астрономы Персиваль Ловелл (1855—1916) и Эдуард Пикеринг (1846—1919) рассчитали орбиту девятой планеты Солнечной системы, которая и была обнаружена Клайдом Томбо (США) в 1930 г. на расстоянии 6° от расчетного положения. Поиски этой планеты могут быть примером настойчивости и глубокой веры в правдивость теории. За 7000 рабочих часов просмотрено свыше 90 миллионов объектов...

Начала астрофизики

В 1666 г. Ньютон, пользуясь трехгранной призмой, начал свои знаменитые опыты по разложению солнечного света в спектр. Свои впечатления он описывал так: «Часто я с восторгом смотрел, как все цвета призмы, когда я их заставлял сходиться и снова смешиваться так же, как они были в свете, падавшем на призму, воспроизводили полный и совершенно белый свет, совсем не отличавшийся от прямого света Солнца...». Ньютон предвидел большое будущее обнаруженного эффекта.

В 1802 г. английский физик Вильям Волластон [(1766—1828)] сообщил, что по его наблюдениям солнечный свет после прохождения через призму не представляет собой непрерывного ряда всех цветов от красного до фиолетового. Он пересечен многими темными

линиями, параллельными щели, через которую проходит свет. Этот вопрос был подробно исследован Иозефом Фраунгофером, который догадался рассматривать спектр через зрительную трубу. Фраунгофер открыл в спектре Солнца свыше 500 отдельных темных линий, которые сегодня называются *фраунгоферовыми*.

Фраунгофер первым начал исследования спектров других небесных тел и обнаружил при этом, что в спектрах Луны и планет есть те же темные линии, что и в спектре Солнца, тогда как спектры звезд выглядят иначе. Но, главное, сопоставляя спектр Солнца со спектром масляного пламени, Фраунгофер заметил, что яркая линия пламени занимает то же место, что и одна из темных линий солнечного спектра (эту линию он обозначил буквой D латинского алфавита). Так было получено первое доказательство того, что Солнце состоит из тех же химических элементов, что и Земля, хотя Фраунгофер еще не знал, какому именно элементу принадлежит эта линия.

Не случайно поэтому на могиле Фраунгофера установлена надпись «Он приблизил к нам звезды...».

К середине XIX в. исследования спектров отдельных химических соединений проводились многими физиками мира. Важнейшими среди них были исследования немецких ученых Густава Роберта Кирхгофа (1824—1887) и Роберта Вильгельма Бунзена (1811—1899), положившие начало спектральному анализу. Кирхгоф открыл явление обращения спектра: при ослаблении солнечного света, пропущенного через пламя, окрашенное поваренной солью, на экране появлялась светлая линия D, точнее, две близкие линии (дублет). При усилении света на этом месте появлялись две темные линии. Кирхгоф писал: «Я делаю вывод, что темные линии солнечного спектра, которые не образуются атмосферой Земли, возникают благодаря присутствию в атмосфере Солнца веществ, которые в спектре пламени дают в том же месте светлые линии. Можно предположить, что светлые линии, которые в спектре пламени совпадают с D, всегда обусловлены присутствием натрия; отсюда темные линии D в спектре Солнца позволяют сделать вывод, что в атмосфере Солнца содержится натрий». В дальнейшем, сравнивая спектр Солнца со спектрами различных земных соединений, Бунзен и Кирхгоф установили, что в атмосфере Солнца содержится много тех же химических элементов, что и на Земле.

Вскоре наука о физическом строении небесных тел — астрофизика — праздновала свою первую победу. Наблюдая в 1868 г. во время полного солнечного затмения спектр наружного слоя Солнца — хромосферы, английский астроном Джозеф Норман Локьер (1836—1920) обнаружил в нем яркую желтую линию вблизи линии D натрия. Незвестный элемент, которому принадлежала эта линия, был назван гелием, т. е. «солнечным». В 1895 г. при исследовании спектров отдельных минералов гелий был обнаружен на Земле. Это открытие было блестящим подтверждением материального единства мира.

Во второй половине XIX в. была начата систематизация звезд по особенностям их спектров. В частности, в 1863 г. итальянский ученый Анджело Секки (1818—1878) выделил группу «белых звезд», в спектрах которых мало линий металлов, группу «желтых звезд», похожих на Солнце, и группу «красных звезд», в спектрах которых видны широкие полосы, принадлежащие молекулам. Стало очевидным, что цвет звезды и особенности ее спектра связаны с величиной поверхностной температуры звезды.

Первую оценку температуры солнечной атмосферы сделал в 1869 г. Гомер Лен. Исходя из теоретических соображений, Лен показал, что Солнце и звезды являются огромными газовыми шарами, находящимися в равновесии за счет увеличения давления по направлению к центру. Имея определенные экспериментальные данные о количестве энергии, излучаемой раскаленными телами, Лен пришел к выводу, что температура на поверхности Солнца составляет 30 000 К. Цифра эта была завышенной в пять раз, однако она была первой! А в 1895 г. В. К. Цераский (1849—1925) директор Московской обсерватории на основе экспериментов с плавлением металлов в фокусе вогнутого зеркала доказал, что температура Солнца не может быть ниже 3800 К.

Важный вклад в астрофизику внесли работы австрийских физиков Йозефа Стефана (1835—1893) и Людвиг Больцмана (1844—1906). Первый из них в 1879 г. обнаружил экспериментально, а второй в 1884 г. обосновал теоретически, что количество энергии ϵ , излучаемое нагретым абсолютно черным телом с единицы поверхности в единицу времени, пропорционально четвертой степени его температуры

$$\epsilon = \sigma T^4,$$

(1.6)

где $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-5}$ эрг/(с·см²·К⁴), T — абсолютная температура, измеренная в шкале Кельвина. Эта формула получила название закона излучения Стефана — Больцмана. Она дала возможность определять температуру звезды, измеряя количество энергии, которое приходит от нее к земной поверхности.

«Во весь рост» в середине прошлого века встал вопрос о возрасте Солнца и звезд, о природе источников их энергии. Ответ на него был дан лишь в нашем столетии, поэтому мы обсудим его позднее.

Таковы некоторые основные штрихи развития астрономии от Коперника до начала XX в. Насколько трудным был этот путь, настолько захватывающими оказались горизонты нашего XX века,

2. ЭЛЕМЕНТЫ КЛАССИЧЕСКОЙ АСТРОНОМИИ

Небесные координаты

Геометрия небесной сферы. Многие важные открытия как в прошлом, так и сегодня были бы невозможными без упорного, тяжелого и часто незаметного труда ученых, посвятивших свою жизнь определению небесных координат светил.

В самом деле, например, квазары были обнаружены сначала как источники радиоизлучения. Природа квазаров как удивительных внегалактических объектов была раскрыта лишь в итоге больших усилий по их отождествлению с оптическими объектами. Для этого потребовалось как можно точнее определить их координаты...

Без результатов 20-летнего труда Тихо Браге, этого искусного измерителя координат планет, Иоганн Кеплер не смог бы открыть законы движения планет вокруг Солнца. Точные определения положения светил на небесной сфере позволили установить, в частности, место малых планет и комет в Солнечной системе, открыть планеты Нептун и Плутон, проверить одно из важнейших следствий общей теории относительности об искривлении траектории луча света, движущегося вблизи гравитирующей массы, и многое другое.

Методы определения координат небесных светил (их видимых положений на небе) разрабатывались на протяжении свыше двух тысячелетий. Сегодня они составляют один из важнейших разделов астрономии, который называется *астрометрией*.

Измерение видимого положения светил на небе производится в определенной системе координат. В астрометрии речь идет об измерении *угловых* расстояний светил от некоторых *условных*, но общепринятых точек и плоскостей. Можно сказать, что о многообразии систем координат «позаботилась» сама природа.

Далее, Земля вращается вокруг своей оси. Хотя это мы непосредственно не ощущаем, однако отображением данного движения является вращение небесного свода, ритмичный восход и заход светил. Главным направлением здесь является «ось мира», вокруг которой и вращается небесная сфера. И, наконец, на протяжении года Земля делает полный оборот вокруг Солнца. Это движение обуславливает смену времен года. Оно обнаруживается в видимом годичном перемещении Солнца среди звезд.

Для того чтобы разговор о координатах небесных светил был более конкретным, здесь прежде всего уместно вспомнить основные точки и линии небесной сферы.

Определение положения светила на небесной сфере сводится к измерению длин дуг. Поэтому для измерения дуг и соответствующих им центральных углов используются три единицы:

2) градус ($^{\circ}$) — центральный угол, соответствующий дуге в $\frac{1}{360}$ часть окружности; градус делится на 60 минут ($'$), минута — на 60 секунд ($''$);

60

Далее необходимо также вспомнить, что всякое сечение сферы плоскостью есть круг. При этом круг, секущая плоскость которого проходит через центр сферы, называется *большим кругом*, в противном случае — *малым кругом*.

небесной сферы, плоскость которого перпендикулярна к отвесной линии, называется *математическим горизонтом* (или просто *горизонтом*). Любая плоскость, проходящая через зенит и центр сферы, образует при пересечении с ней большой круг, именуемый *вертикалом*.

61

Направления на полюс мира из места наблюдения и из центра Земли параллельны вследствие того, что размеры Земли ничтожны по сравнению с расстояниями до звезд. Поэтому в любом пункте Земли высота полюса над горизонтом h_p равна широте места φ (рис. 19).

Большой круг небесной сферы, плоскость которого перпендикулярна к оси мира, называется *небесным экватором*. Небесный экватор делит поверхность небесной

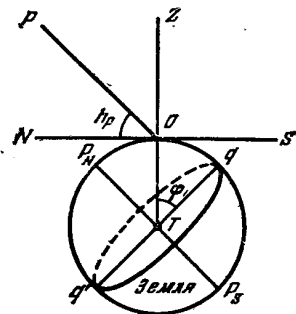


Рис. 19. Связь между высотой полюса мира и географической широтой

сферы на два полушария: *северное* (с северным полюсом мира P) и *южное* (с южным полюсом мира P'). Он пересекается с горизонтом в двух точках: в *точке востока* E и в *точке запада* W . Вертикал, проходящий через эти точки, называется *первым вертикалом*.

Малый круг небесной сферы, плоскость которого параллельна плоскости небесного экватора, называется *небесной* или *суточной параллелью* светила M . По суточным параллелям совершаются видимые суточные движения светила.

Большой круг небесной сферы, плоскость которого проходит через полюсы мира и через зенит наблюдателя, называется *небесным меридианом*. Небесный меридиан делит поверхность небесной сферы на два полушария: *восточное*, с точкой востока E , и *западное*, с точкой запада W . Плоскость небесного меридиана пересекается с плоскостью математического горизонта по прямой линии, которая называется *полуденной линией*. Она пересекается с горизонтом в двух точках: в *точке севера* N и в *точке юга* S . Точкой севера называется та, которая ближе к северному полюсу мира, точка юга ближе к южному полюсу мира.

Большой круг небесной сферы, проходящий через полюсы мира и через светило M , называется *часовым кругом* или *кругом склонения* светила.

Покончив со строгими формулировками, заметим, что запомнить все сказанное здесь не так уж трудно. Местонахождение точки зенита определяется сразу: эта точка находится у каждого из нас над головой. Точка

северного полюса на начало 1986 г. находилась на расстоянии $47,6'$ от звезды α Малой Медведицы и в настоящее время приближается к ней со скоростью $17''$ в год. Констатируя это, нетрудно уже мысленно провести основные плоскости и круги на небесной сфере.

К сказанному выше нам осталось напомнить, что видимое годовое движение Солнца происходит по большому кругу небесной сферы, который называется *эклиптикой*. Плоскость эклиптики наклонена к плоскости небесного экватора под углом ϵ , который для середины 1986 г. равен $23^\circ 26' 27,8''$. Точки пересечения эклиптики с небесным экватором называются точками *весеннего* и *осеннего равноденствия* и обозначаются соответственно через Υ (знак созвездия Овна) и ϖ (знак созвездия Весы). Через точку весеннего равноденствия Солнце переходит из южного полушария небесной сферы в северное около 21 марта. Точки эклиптики, отстоящие на 90° от равноденственных, называются точками *солнцестояний*.

Перпендикуляр к плоскости эклиптики, проходящий через центр небесной сферы, называется осью эклиптики, а точки его пересечения с небесной сферой — полюсами эклиптики.

Системы небесных координат. Простейшей из систем небесных координат является *горизонтальная система*. В ней основной плоскостью является плоскость математического горизонта, а нуль-пунктом — точка юга S . Одной из координат является *высота* светила над горизонтом, измеряемая дугой вертикального круга от математического горизонта до светила и обозначаемая буквой h . Высота светила измеряется в градусах от 0 до 90° . Вместо высоты h в этой системе координат часто измеряют *зенитное расстояние* светила z , причем очевидно, что $z = 90^\circ - h$.

Положение вертикального круга на небесной сфере определяется другой координатой — *азимут* светила A . Азимут светила называется измеренное вдоль математического горизонта угловое расстояние от точки юга S до вертикального круга, проходящего через это светило. Астрономический азимут A измеряется в градусах от 0 до 360° , начиная от точки юга S к западу по часовой стрелке (рис. 20).

Горизонтальные координаты измеряются с помощью *теодолитов* и *универсальных инструментов*. Такой прибор состоит из небольшой зрительной трубы, вращаю-

щейся вокруг горизонтальной и вертикальной осей. На эти оси надеты круги, разделенные на градусы и их доли и позволяющие отсчитывать обе координаты светила — азимут и высоту.

Одной из важнейших операций при подготовке такого прибора к работе является его установка по уровню так, чтобы вертикальная ось инструмента и на самом деле заняла вертикальное направление. Это называется

нивелированием инструмента.

Очевидно, что горизонтальная система координат является наиболее простой и удобной для измерений, в особенности во время экспедиций. Недостатком ее является то, что в процессе суточного вращения небесной сферы обе координаты светила — его азимут и высота над горизонтом — непрерывно изменяются.

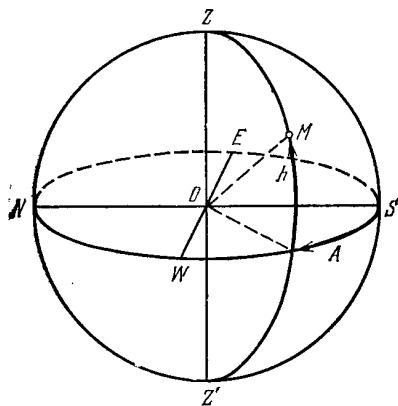


Рис. 20. Горизонтальная система координат

В *экваториальных системах* координат основной плоскостью является плоскость небесного экватора, а основной точкой — точка пересечения небесного меридиана с экватором (в первой системе) или точка весеннего равноденствия Υ (во второй системе экваториальных координат).

Одной из координат здесь является *склонение* светила, обозначаемое греческой буквой δ (рис. 21). Это — угловое расстояние светила от плоскости небесного экватора, измеренное вдоль большого круга, проходящего через светило и полюс мира (круга склонений или часового круга). Светила, находящиеся в северном полушарии, имеют склонения от 0 до $+90^\circ$, в южном полушарии — от 0 до -90° . В процессе суточного вращения небесной сферы эта координата для далеких светил остается неизменной.

Вторая координата в экваториальных системах определяется двояким образом. При наблюдениях удобнее измерять угловое расстояние круга склонения

светила от южной стороны меридиана. Эта дуга небесного экватора называется *часовым углом*, обозначается буквой t и измеряется в единицах времени (часах, минутах и секундах) по часовой стрелке. В процессе суточного вращения небесной сферы часовой угол светила непрерывно возрастает.

Это обстоятельство делает такую координату непригодной для составления звездных карт и каталогов. Вот

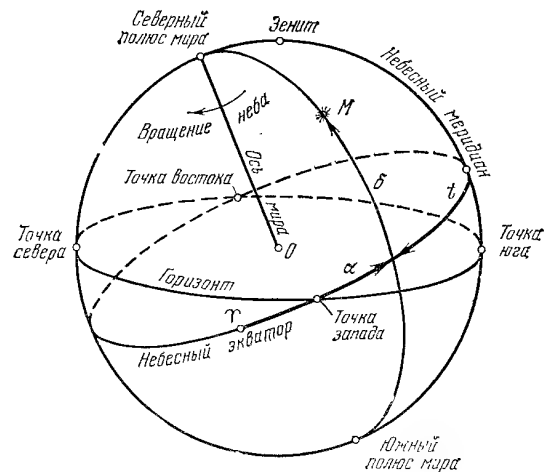


Рис. 21. Экваториальная система координат

почему в экваториальной системе введена еще одна координата. Ею является *прямое восхождение* светила α — угловое расстояние круга склонения светила от точки весеннего равноденствия, отсчитанное вдоль небесного экватора в сторону, противоположную видимому суточному вращению небесной сферы. Прямое восхождение светила измеряется обычно в часовой мере от 0^h до 24^h .

Эклиптической системой координат удобно пользоваться при изучении движения Луны и планет. Основной плоскостью здесь является плоскость эклиптики.

Большой круг небесной сферы, проходящий через полюсы эклиптики и светило, называется *кругом широты*. Угловое расстояние по кругу широты от эклиптики до светила называется *астрономической* (или *эклиптической*) *широтой* светила. Обозначается она греческой буквой β и для северного полушария изменяется от 0

до $+90^\circ$. Угловое расстояние по эклиптике от точки весеннего равноденствия до круга широты светила называется *астрономической (эклиптической) долготой* светила, которая обозначается буквой λ и отсчитывается от 0 до 360° в сторону видимого годичного движения Солнца.

Для астрономов древности и средневековья плоскость эклиптики была «более зримой», нежели плоскость экватора: ведь она как будто «управляла» движением Солнца, Луны и планет. Поэтому при составлении списков звезд, в которых указывались их координаты (звездных каталогов), вплоть до середины XVII в. использовались именно эклиптические координаты.

Но вот началось строительство телескопов, была изобретена параллактическая монтировка, позволяющая с помощью простого часового механизма вести инструмент вслед за светилом при его суточном движении. Преимущества экваториальной системы координат стали очевидными. И уже в 1661 г. выдающийся польский астроном Ян Гевелий (1611—1687) составил звездный каталог, в котором были указаны экваториальные координаты звезд.

Измерение времени

Звездные и солнечные сутки. Сутки — это промежуток времени, в течение которого Земля делает один полный оборот вокруг своей оси относительно какой-нибудь точки (ориентира) на небе. И в зависимости от того, что является этим ориентиром — точка весеннего равноденствия или центр диска Солнца — в астрономии различают сутки звездные и солнечные.

Начало суток принято связывать с моментом кульминации ориентира. *Кульминацией* светила называется явление пересечения светилом небесного меридиана. Кульминация называется *верхней*, если светило пересекает ту часть небесного меридиана, на которой расположена точка зенита, и *нижней*, если светило пересекает нижнюю часть меридиана, на которой расположен надир.

За начало звездных суток условились принимать момент прохождения через меридиан точки весеннего равноденствия к югу от полюса (момент ее верхней кульминации). *Звездным временем* s и называется промежуток времени, протекший после верхней кульмина-

ции точки весеннего равноденствия. Оно измеряется угловым расстоянием точки весеннего равноденствия до меридиана.

Но этим же углом измеряется и прямое восхождение светила, находящегося в данный момент в меридиане! Отсюда следует, что звездное время в каждый момент времени численно равно прямому восхождению светила, находящегося в этот момент в верхней кульминации. Часовой угол t для этого светила равен нулю ($t = 0$) и $s = \alpha$. В общем случае, как следует из рис. 21,

$$s = t + \alpha, \quad (2.1)$$

т. е. звездное время равно сумме часового угла светила и его прямого восхождения.

Теперь становится понятным, как используется звездное время в астрономии. Если прямое восхождение светила известно, то, зная звездное время s , нетрудно по формуле (2.1) определить часовой угол светила t на этот момент времени. Именно часовой угол t и склонение δ и устанавливаются на оцифрованных кругах (лимбах) телескопов.

Промежуток времени между двумя одноименными кульминациями точки весеннего равноденствия называется *звездными сутками*, промежуток времени между двумя одноименными кульминациями Солнца — *истинными солнечными сутками*. За начало солнечных суток принимается момент нижней кульминации Солнца (т. е. *полночь*). Так как Солнце по отношению к звездам непрерывно перемещается на небесной сфере, то солнечные сутки длиннее звездных на $3^m 56,56^s$. Начало звездных суток совпадает с началом истинных солнечных суток 23 сентября и с каждым последующим днем наступает на $3^m 56,56^s$ раньше. В целом же в году звездных суток ровно на единицу больше, чем солнечных.

Уже давно было замечено, что длительность истинных солнечных суток на протяжении года неодинакова. Причина этого явления заключается в том, что, во-первых, Солнце движется вдоль эклиптики, а не вдоль экватора, по которому отсчитывается часовой угол, и, во-вторых, оно движется вдоль эклиптики неравномерно (это явление отражает неравномерность движения Земли вокруг Солнца по эллиптической орбите). Поэтому в астрономии было введено понятие «среднего экваториального солнца», движущегося равномерно по экватору. Промежуток времени между двумя

последовательными нижними кульминациями среднего солнца называется *средними солнечными сутками*.

Промежуток времени между двумя последовательными прохождениями центра диска истинного Солнца через точки весеннего равноденствия называется *тропическим годом*. Точные измерения показывают, что он равен 365,2421988 суток или 365 дней 5 часов 48 минут и 46 секунд. Принимается, что и среднее солнце также делает полный оборот на небесной сфере на протяжении тропического года.

Уравнение времени. Положение среднего солнца на небе устанавливается путем вычислений и наблюдений звезд. Для связи истинного солнечного времени со средним временем вводится понятие *уравнения времени*, показывающее, на сколько начало истинных солнечных суток отличается от начала средних солнечных суток. Оно позволяет также установить положение среднего солнца на небесной сфере по отношению к истинному Солнцу. Уравнением времени называется разность прямых восхождений истинного Солнца ($\alpha_{\odot}$) и среднего солнца (α)

$$\eta = \alpha_{\odot} - \alpha. \quad (2.2)$$

Численное значение уравнения времени дается на каждый день во всех астрономических календарях. Четыре раза в год: 16 апреля, 14 июня, 1 сентября и 25 декабря уравнение времени равно нулю. 12 февраля оно достигает наибольшего значения +14,3 минуты, 15 мая — 3,8 минуты, 27 июля — 6,4 минуты и 4 ноября достигает наименьшего значения — 16,4 минуты.

Местное солнечное и звездное время. Наблюдая прохождение Солнца или звезды через меридиан, мы определяем соответственно *местное* истинное солнечное или звездное время, время *данного географического меридиана*. Очевидно, что каждый из пунктов, находящихся на различных меридианах, имеет свое собственное местное время, причем разность этих местных времен равна разности географических долгот данных пунктов, выраженных в часовой мере.

Начиная с конца XVIII в., многие страны мира постепенно вводили в употребление время, общее для больших областей, а с 1884 г. используют поясную систему счета среднего времени. Для этого линиями, идущими от северного полюса Земли к южному, земной шар был разделен на 24 *часовых пояса*. В качестве ис-

ходного был принят меридиан, проходящий через среднюю точку одного из инструментов (меридианного круга) Гринвичской обсерватории в Англии. Участок земной поверхности, ограниченный меридианами, расположенными к востоку и западу на $7,5^\circ$ от гринвичского, получил название *нулевого часового пояса*. Основной меридиан 1-го часового пояса ($N=1$) отстоит от гринвичского меридиана на 15° к востоку, 2-го ($N=2$) на 30° и т. д.

Местное среднее солнечное время гринвичского меридиана ($N=0$) было принято в качестве *всемирного* (или *мирового*) *времени*. Оно обозначается через T_0 или UT. Если, далее, долгота пункта, в котором находится наблюдатель, равна λ , то его местное среднее время T_m равно

$$T_m = T_0 + \lambda. \quad (2.3)$$

В СССР весной 1930 г. декретом правительства стрелки всех часов были переведены на 1 час вперед относительно поясного времени. Поэтому время, которое показывают наши часы, называется *декретным*. Если N — номер часового пояса, в котором проживает читатель, то его декретное время T_d

$$T_d = T_0 + N^h + 1^h, \quad (2.4)$$

где N^h — число целых часов, равное номеру пояса. Комбинируя формулы (2.3) и (2.4), находим формулу перехода от декретного времени к местному

$$T_m = T_d - (N^h + 1^h) + \lambda. \quad (2.5)$$

В последнее воскресенье марта стрелки часов переводятся на 1^h вперед — так в нашей стране осуществляется переход на *летнее* время:

$$T_d = T_d + 1^h.$$

Обратно к декретному времени возвращаемся в последнее воскресенье сентября.

Как уже отмечалось, для установления часового угла при астрономических наблюдениях необходимо знать звездное время s . В астрономических календарях дается обычно значение звездного времени S_0 на начало средних солнечных суток в Гринвиче. Для наблюдателя же, находящегося на меридиане с долготой λ к востоку от Гринвича, начало средних суток наступает на λ^h раньше. Поэтому, когда на меридиане наблюдателя

наступает средняя полночь, среднее солнце (прямое восхождение которого за сутки увеличивается на $3^m56,56^s$) будет ближе к точке весеннего равноденствия на величину

$$\frac{3^m56,56^s}{24^h00^m} \lambda = 9,856^s \cdot \lambda^h.$$

Эту поправку необходимо отнять от взятого из календаря звездного времени S_0 , чтобы получить звездное время s_0 в среднюю полночь на меридиане наблюдателя.

После того как найдено время s_0 (положение точки Υ на небесной сфере) на момент начала суток, трудно уже рассчитать звездное время и на любой заданный момент T_m . Следует, однако, иметь в виду, что при расчетах осуществляется перевод промежутка среднего времени T_m в промежуток звездного времени. Формула для определения звездного времени s на момент T_m имеет вид

$$s = s_0 + 1,002738T_m = S_0 + T_m + 9,856^s (T_m - \lambda). \quad (2.6)$$

Таблицы для перевода промежутков среднего солнечного времени в промежутки звездного времени (и наоборот) приводятся во всех астрономических учебниках, пособиях и календарях.

Если «под руками» у наблюдателя нет календаря, для расчета времени S_0 можно воспользоваться следующей приближенной формулой:

$$S_0 = 6^h30^m + 2D^h. \quad (2.7)$$

Здесь D — дата, выраженная в месяцах. Например, для 27 июня имеем $D = 5,9$ и $S_0 = 6^h30^m + 11^h48^m = 18^h18^m$.

Эфемеридное время. Наблюдая движение Луны и близких планет, астрономы обнаружили небольшие, ничем, казалось бы, не оправданные (с точки зрения теории тяготения) ускорения и замедления в их движении. Был сделан правильный вывод, что причиной этого является неравномерность вращения Земли вокруг своей оси. Так, если вращение Земли ускоряется, это создает иллюзию замедления в движении Луны и наоборот. Таким образом, и средние сутки не являются постоянной величиной. Поэтому астрономы ввели в употребление равномерное, так называемое *ньютоническое* или *эфемеридное* время. Это время определяется по движению

Луны и планет. Именно оно и используется в астрономии при расчетах положения планет, космических кораблей и искусственных спутников Земли. Для этого было необходимо ввести понятие эфемеридной секунды.

В 1956 г. Международный Комитет мер и весов принял решение считать секундой $1/31\,556\,925,9747$ часть тропического года для момента 1900 год, 0 января (т. е. 31 декабря предыдущего года) в 12 часов эфемеридного времени. Другими словами, эфемеридная секунда равна средней солнечной секунде за 1900 год, в котором было $365,2421988 \times 86\,400 = 31\,556\,925,9747$ средних солнечных секунд.

Так как скорость вращения Земли вокруг оси постепенно уменьшается, то каждые средние сутки сегодня несколько длиннее эфемеридных (по отношению к суткам 1900 года). Поэтому и начало каждого последующего года в эфемеридном времени наступает раньше начала календарного.

Атомное время. В 1964 г. Международный Комитет мер и весов в качестве эталона времени принял атомные цезиевые часы. В связи с этим было введено и новое определение секунды. Сегодня секунда — это промежуток времени, за который происходит $9\,192\,631\,770$ колебаний электромагнитной волны, которую излучает атом цезия. С 1 января 1972 г. все страны мира перешли на счет времени с помощью атомных часов.

Однако, по отношению к фиктивным идеальным часам, отсчитывающим эфемеридное время, атомные часы несколько спешат. За год разность в показаниях обоих часов достигает 0,9 секунды. По международной договоренности в ночь с 31 декабря на 1 января или с 30 июня на 1 июля эта ошибка устраняется таким образом, что последняя минута года (или полугодия) имеет не 60, а 61 секунду. Для удобства счета секунд в году в некоторых случаях после 58-й секунды идет непосредственно нулевая секунда новых суток: показание атомных часов передвигается на одну секунду назад. По договоренности отклонение атомного времени от эфемеридного не должно превышать 0,7 секунды.

О введении изменения в нумерацию секунд Международное Бюро Времени уведомляет всех не менее чем за два месяца. Благодаря этому продолжительность года, отсчитанная в «атомных» секундах, поддерживается близкой к тропическому.

Таким образом, наши сегодняшние секунды и часы не связаны ни с вращением Земли вокруг своей оси, ни с ее обращением вокруг Солнца.

Ошибка хода современных атомных часов («атомо-хронов») составляет всего 1 секунду за 10 000 — 100 000 лет.

С помощью радио сигналы точного времени передаются в эфир по радиовещательной сети в виде шести секундных импульсов, причем начало последнего сигнала означает конец часа. Кроме того, несколько радиостанций мира ведут непрерывную передачу сигналов времени круглосуточно. Среди них в СССР, в частности, радиостанция с позывными РВМ на частотах 5,0, 10,0 и 15,0 мегагерц, а с позывными РТА на частотах 10 и 15 мегагерц. В сигналах времени передается также зашифрованная информация о величине отклонения шкалы атомного времени от эфемеридного. Эти радиосигналы точного времени называются *всемирным координированным временем*.

Линия перемены даты. Через Берингов пролив и по водам Тихого океана приблизительно вдоль меридиана 180° от северного полюса к южному протянулась «линия перемены даты», на которой и происходит смена чисел, месяцев, лет. По меткому замечанию Я. И. Перельмана (СССР), здесь как бы помещаются входные двери нашего календаря, отсюда приходят на Землю новые числа месяца, здесь же находится и колыбель нового года.

Путешественники, пересекая линию перемены даты, двигаясь на восток, считают одни и те же сутки дважды. И наоборот, если путешественник движется на запад, он должен прибавить двое суток вместо одних, чтобы не отстать от календаря.

Юлианский период. При проведении многих астрономических вычислений (например, при исследовании движения комет, при расчетах условий видимости солнечных и лунных затмений, происшедших в далеком прошлом, при обработке результатов продолжительных наблюдений переменных звезд) необходимо знать число средних солнечных суток, разделяющих две далеко отстоящие даты. Для этого используются так называемые *юлианские дни*, счет которым через годы и столетия ведется непрерывно, начиная от произвольно принятой даты 1 января 4713 года до нашей эры. За начало юлианского дня принят средний гринвичский пол-

день. Юлианский период был введен в 1583 г. французским ученым Жозефом Скалигером (1540—1609).

Таблицы дней юлианского периода (они обозначаются JD или Ю. Д.) помещаются во всех астрономических календарях. Так, в полдень 1 января 1986 г. начался 2 446 432 день юлианского периода, а в полдень 1 января 1988 г. начнется 2 447 162 Ю. Д. и т. д.

От наблюдения до каталога

Измерение. Большой раздел астрономии, именуемый практической астрономией, уже на протяжении столетий выполняет важную работу по определению точного времени, широт, долгот и азимутов отдельных пунктов на поверхности Земли. Это необходимо, в частности, при составлении точных географических карт, для определения положения корабля в океане и самолета в заоблачном пространстве.

Простейший способ определить свои координаты — это пронаблюдать какое-нибудь светило в зените. В самом деле, в этом случае $z = 0$ и $\varphi = \delta$ — широта точки земной поверхности, в которой светило находится в зените, равна склонению этого светила (рис. 22). Долгота этой же точки $\lambda = \alpha - s$, где α — прямое восхождение светила, а s — звездное время нулевого (гринвичского) меридиана.

Итак, на борту корабля должны быть точные астрономические часы, показывающие звездное время гринвичского меридиана. Но, главное, в распоряжении штурмана должен быть звездный каталог — список звезд, которые он может наблюдать, с их точными координатами.

Составление каталогов — весьма ответственная задача, она выполняется целыми коллективами астрономов на протяжении многих лет. При этом, в частности, используется особый астрономический инструмент,

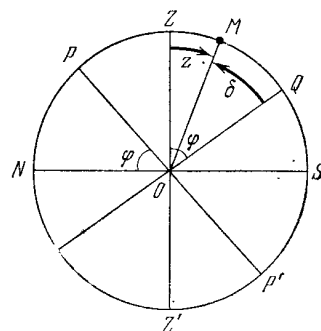


Рис. 22. Проекция небесной сферы на плоскость небесного меридиана; для каждого светила, кульминирующего к югу от зенита, выполняется соотношение $\varphi = z + \delta$, а для кульминирующего к северу от зенита $\varphi = \delta - z$

который называется *меридианным кругом*. Этот инструмент служит для наблюдений светил при их прохождении через меридиан, поэтому он вращается лишь вокруг горизонтальной оси, расположенной строго в направлении «восток — запад» и снабженной большими, точно разделенными кругами с микроскопами для отсчета зенитных расстояний. Инструменту придают точные часы, позволяющие определять, насколько позже звезда M_1 прошла через меридиан по сравнению со звездой M_2 или Солнцем.

Работа по составлению каталога начинается с того, что так называемым *абсолютным* методом определяют координаты нескольких десятков или сотен опорных звезд, расположенных более или менее равномерно вдоль эклиптики, и достаточно ярких, чтобы их можно было наблюдать и днем до или после наблюдений Солнца. Прежде всего проводят регулярные наблюдения прохождений Солнца через меридиан, определяя тем самым наклонение небесного экватора к эклиптике ϵ , а по найденному склонению Солнца ($\delta_{\odot} = \varphi - z_{\odot}$,

см. рис. 22) — путем дополнительных расчетов получают прямое восхождение для фиксированных моментов его верхней кульминации. Параллельно с этим измеряют зенитные расстояния и моменты верхней кульминации отдельных опорных звезд (их еще называют главными или часовыми звездами). Склонение звезды $\delta = \varphi - z$, а если ее кульминация произошла через интервал звездного времени Δs после кульминации Солнца, то прямое восхождение звезды $\alpha = \alpha_{\odot} + \Delta s$. Прямые восхождения и склонения сотен тысяч, а иногда и десятков тысяч других звезд находятся по отношению к уже известным координатам опорных звезд относительно (дифференциальным) методом.

Установленные таким путем координаты нельзя сразу вносить в каталоги. Ведь в природе есть явления, искажающие положение светил на небесной сфере. Это — рефракция, суточный и годичный параллакс, суточная и годичная абберация. Далее, сама система экваториальных координат смещается относительно звезд за счет прецессии и нутации. Здесь мы и остановимся подробнее на всех этих эффектах.

Рефракция. Наблюдая восход Солнца, мы с восхищением смотрим, как светило, которое многие народы древности почитали богом, постепенно подымается из-

за горизонта. Вот уже его нижний край оторвался от горизонта.

И, конечно же, далеко не всегда припоминаем, что благодаря астрономической *рефракции* — преломлению света в земной атмосфере — мы наблюдаем этот восход раньше, чем он был бы на самом деле на планете, лишенной атмосферы. И что в момент, когда нижний край Солнца отрывается от горизонта, на самом деле его восход лишь начинается. Вечером же картина будет обратной: Солнце уже зашло, а мы еще наблюдаем, как его нижний край касается горизонта.

Рефракция как бы приподнимает светило над горизонтом на угол ρ , который и называется углом рефракции (рис. 23). Поэтому истинное зенитное расстояние светила z больше видимого z' на величину ρ , которая сложным образом зависит от плотности и температуры атмосферы. При температуре 273 К и давлении 760 мм рт. ст. величину рефракции на зенитных расстояниях, не превышающих 70° , можно приближенно оценить по формуле

$$\rho = 60,3'' \operatorname{tg} z'. \quad (2.8)$$

На горизонте угол рефракции достигает величины $35'$, т. е. он превышает угловые размеры Солнца и Луны.

Благодаря рефракции несколько удлиняются дни и укорачиваются ночи, а диски Солнца и Луны при их восходе и заходе приобретают овальную форму: ведь рефракция нижних краев дисков этих светил почти на $6'$ больше рефракции верхних краев.

Суточный и годичный параллаксы. Два наблюдателя определяют координаты планеты Марс одновременно в двух противоположных точках земного шара и устанавливают, что эти координаты несколько отличаются между собой. Ничего удивительного в этом нет, планета находится достаточно близко к Земле, поэтому наблюдатели видят ее в проекции на различные

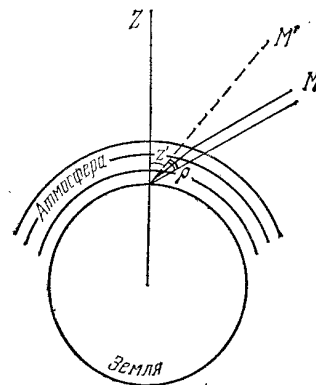


Рис. 23. Уменьшение зенитного расстояния светила за счет атмосферной рефракции

точки небесной сферы. Аналогичное явление зафиксировал и один наблюдатель, если только он проводит измерения несколько часов подряд. За это время Земля повернулась на некоторый угол — и наблюдатель смотрит на планету уже «с другой стороны» по отношению к центру Земли.

Чтобы исключить этот эффект параллактического смещения наблюдателя, принято считать основным направлением на светило направление из центра Земли.

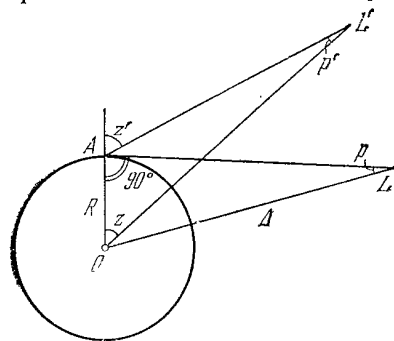


Рис. 24. Суточный параллакс; величина параллактического смещения p тем больше, чем меньше расстояние Δ до светила L .

Оно определяет так называемые *геоцентрические* координаты светила (координаты, измеренные с поверхности Земли, называются *топоцентрическими*). Как видно из рис. 24, зенитное расстояние светила z' , измеренное с поверхности Земли, будет больше зенитного расстояния z , измеренного с центра Земли. Разность этих двух углов $p' = z' - z$ принято называть суточным параллаксом светила. *Суточным параллаксом* называется угол, под которым наблюдатель увидел бы со светила радиус Земли. Если рефракция «приподнимала» светило над горизонтом, то благодаря суточному параллаксу светило кажется ниже, чем это было бы при наблюдениях из центра Земли.

Максимальное значение параллакс достигает, когда светило находится на горизонте (при $z' = 90^\circ$ имеем $p' = p \sin z' = p$). Это так называемый *горизонтальный параллакс*. У Луны горизонтальный параллакс p равен $57'$. Таким образом, наблюдатель в северном полушарии видит восходящую Луну почти на 2° «левее», т. е. смещенной к юго-востоку, чем другой наблюдатель, находящийся на противоположном конце Земли и фиксирующий ее закат. У всех планет суточный горизонтальный параллакс меньше $1'$, параллакс Солнца $p_\odot = 8,794''$.

Учитывая все сказанное здесь, приходим к выводу, что истинное зенитное расстояние близкого небесного

светила с учетом рефракции и суточного параллакса равно

$$z = z' + p - p \sin z'. \quad (2.9)$$

При наблюдениях звезд суточным параллаксом можно пренебречь ($p' < 0,00004''$), однако учет рефракции обязателен.

В процессе годичного обращения Земли вокруг Солнца происходит смещение близких звезд на фоне

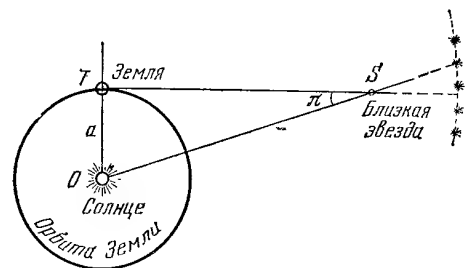


Рис. 25. Годичный параллакс; наблюдатель, движущийся вместе с Землей вокруг Солнца, зафиксировал смещение близкой звезды на общем звездном фоне

далеких. В этом заключается сущность годичного параллактического смещения. *Годичным параллаксом* π называется угол, под которым со звезды был бы виден радиус земной орбиты a (рис. 25). Если обозначить через r расстояние звезды от Земли, то из прямоугольного треугольника TSO находим, что

$$\sin \pi = \frac{a}{r}. \quad (2.10)$$

Угол π во всех случаях является очень малым. Для ближайшей к Солнцу «Проксимы Центавра» $\pi = 0,762''$. Поэтому можно воспользоваться приближенным равенством $\sin \pi = \pi$, где π выражен в радианах. А так как $1 \text{ радиан} = 206\,265''$, то $\sin \pi = \frac{\pi''}{206\,265''}$. Поэтому предыдущую формулу можно записать и так:

$$\pi'' = 206\,265'' \frac{a}{r}. \quad (2.11)$$

Эта формула используется для определения расстояний до близких звезд, если только удастся измерить их годичные параллаксы. Поскольку при этом расстояние находится из простых тригонометрических

соотношений, такие параллаксы называют еще *тригонометрическими параллаксами*. Общее число звезд, для которых эти параллаксы измерены ($\pi'' > 0,01''$), достигает 6500. Расстояние, для которого годичный параллакс $\pi = 1''$, используется в астрономии в качестве масштабной единицы — *парсека* (сокращенно пк). $1 \text{ пк} = 3,26 \text{ светового года} = 3,086 \times 10^{13} \text{ км}$. Между параллаксом звезды π'' и ее расстоянием r , измеренным в парсеках, имеется очевидная связь $r = \frac{1}{\pi''}$. Известно 1328 звезд, у которых $\pi'' \geq 0,05''$, т. е. которые расположены не далее чем в 20 пк от Солнца.

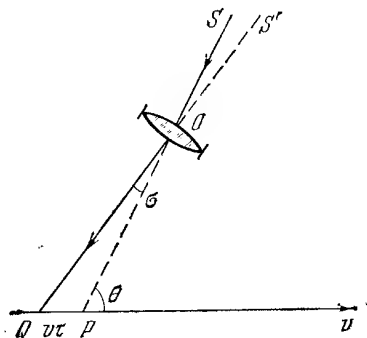


Рис. 26. Аберрация; наблюдатель, движущийся со скоростью v , видит светило не в направлении SP , а в направлении $S'Q$

(обозначим это время через τ) наблюдатель смещается на расстояние vt (рис. 26). Пусть, далее, θ — угловое расстояние видимого направления на светило от точки неба, в которую в данный момент направлена скорость наблюдателя (эта точка называется *апексом* движения наблюдателя). Тогда из рис. 26, учитывая (как это было сделано выше) малость угла σ , нетрудно найти величину угла аберрации σ , учитывая, что аберрация смещает светило по направлению к апексу:

$$\sigma = 206\,265'' \frac{v}{c} \sin \theta. \quad (2.12)$$

При определении точных координат небесных светил необходимо учитывать как *суточную*, так и *годовую аберрацию*. Однако величина первой относительно

невелика: лишь у звезд со склонением $\delta > 80^\circ$ смещение к востоку за счет суточного вращения Земли достигает $0,319''$. Существенно большим является угол годичной аберрации, обусловленной движением Земли вокруг Солнца со скоростью $v = 29,8 \text{ км/с}$, направленной по направлению движения Земли в точку с широтой 0° и долготой, равной долготе Солнца минус 90° . В этом случае

$$\sigma = 20,496'' \sin \beta, \quad (2.13)$$

где β — эклиптическая широта звезды. В результате годичной аберрации звезда, находящаяся в полюсе эклиптики ($\beta = 90^\circ$), в течение года описывает на небесной сфере небольшой круг с радиусом $20,496''$. Все остальные звезды описывают эллипсы с полуосями $20,496''$ и $20,496'' \sin \beta$. Звезды, находящиеся в плоскости эклиптики, колеблются вдоль дуги длиной $2 \cdot 20,496'' = 40,992''$.

Годичное аберрационное движение звезд на небесной сфере было открыто в 1728 г. английским астрономом Брадлеем. Оно явилось важным доказательством движения Земли вокруг Солнца.

Прецессия и нутация. В пределах небольших отрезков времени (например, нескольких десятков лет) можно утверждать, что ось Земли при ее движении вокруг Солнца перемещается «параллельно самой себе». Однако внимательные наблюдения звезд на протяжении сотен лет приводят к выводу, что на самом деле направление земной оси изменяется. Расчет показывает, что на протяжении 26 000 лет земная ось описывает коническую поверхность вокруг перпендикуляра к плоскости земной орбиты, а полюсы Земли описывают на небесной сфере окружности, радиусы которых равны углу наклона экватора к плоскости эклиптики, т. е. $23^\circ 27'$.

Причина этого явления была установлена еще Ньютоном. Как известно, по своей форме вращающаяся Земля близка к сфероиду. Изучая притяжение Земли Солнцем и Луной, можно рассматривать ее как шар, к которому в виде экваториального кольца прибавлена дополнительная масса. Очевидно, что ближайшая к Солнцу точка этого кольца притягивается им сильнее, чем его наиболее удаленная часть. Притяжение Солнца и Луны как бы стремится «установить» ось суточного вращения Земли перпендикулярно к плоскости эклиптики. Такое же явление наблюдается и в слегка

наклоненном волчке: действие силы тяжести, направленной вниз, вынуждает ось волчка медленно менять направление и описывать поверхность круглого конуса вокруг вертикальной прямой.

Благодаря *прецессии* точка весеннего равноденствия (от которой отсчитываются прямые восхождения светил) перемещается по эклиптике навстречу годичному движению Солнца со скоростью $50,2''$ в год. Поэтому также продолжительность тропического года на 20 минут 24 секунды короче звездного года — истинного (по отношению к звездам) периода обращения Земли вокруг Солнца.

Прецессионная сила достигает максимального значения в момент, когда светило (Солнце или Луна) имеет наибольшее склонение, и становится равной нулю, если светило находится в плоскости земного экватора. И так как склонение Солнца (и Луны) периодически меняет знак, то несколько изменяется и направление прецессионной силы. Поэтому, кроме равномерного прецессионного движения, ось Земли совершает также небольшие колебания относительно среднего положения, именуемые *нутацией*. Одно из основных долгопериодических нутационных колебаний совершается на протяжении 18,6 года, причем отклонение полюса от среднего положения достигает $9,21''$.

За счет нутации *истинный* полюс мира колеблется вокруг среднего положения, которое называется *средним* полюсом мира и, соответственно, изменяют положение небесный экватор и точка весеннего равноденствия относительно среднего экватора, средней точки весеннего равноденствия. Исправляя координаты светил за нутацию, астрономы относят их к средней точке весеннего равноденствия и к среднему экватору данного момента времени. Далее учитывается тот факт, что и средний полюс мира, и точка весеннего равноденствия перемещаются среди звезд за счет прецессии, поэтому исправленные за нутацию координаты светил пересчитываются на определенный момент времени. Принято относить все наблюдения текущего года на момент, когда средняя долгота Солнца на эклиптике, уменьшенная на коэффициент абберации (на $20,47''$), в точности равна 280° . В этот момент (который в астрономических календарях обозначается номером года с нулем после запятой) начинается новый тропический год.

Все светила имеют и свои *собственные движения* на небесной сфере. Для планет, например, они связаны с их обращением вокруг Солнца, для звезд — с их движением вокруг центра Галактики. При определении положений светил эти движения также должным образом учитываются.

В целом же после того как проведены наблюдения и определены *видимые* координаты светила:

1) исправляют результаты наблюдений за рефракцию, суточную аберацию и, если нужно, за суточный параллакс. Тем самым «приводят светило на видимое место»,

2) учитывают годичную аберацию, годичный параллакс, нутацию, собственное движение и прецессию от начала тропического года до момента наблюдения. Это называется «приведением светила на среднее место», а полученные координаты — *средними* координатами.

Каталоги. Именно средние координаты и приводят в звездных каталогах. Начало года, для которого даны средние координаты звезд, называется *равноденствием каталога*. Кроме экваториальных координат, в этих каталогах обязательно указывается средняя дата наблюдений каждой звезды (*эпоха наблюдений*).

На основании абсолютных и относительных каталогов, полученных в разные эпохи, составляются *фундаментальные* каталоги положений звезд. В этих каталогах, кроме экваториальных координат звезды, указывается также величина ее смещения на небесной сфере за год (ее собственное движение), изменение координат за счет прецессии и другие характеристики звезды. Эти каталоги содержат по несколько сотен или тысяч звезд и являются фундаментом больших сводных каталогов, в списках которых насчитываются десятки и сотни тысяч звезд. Сводные каталоги используются для отождествления объектов, наблюдаемых в видимом свете, с источниками рентгеновского или радиоизлучения. Без них невозможно было бы установить местонахождение искусственного спутника Земли, автоматической межпланетной станции или пилотируемого космического корабля...

В современных фундаментальных каталогах координаты звезд приводятся с погрешностью $\pm 0,02''$ — $0,03''$. Такова точность так называемого Четвертого фундаментального каталога (обозначается FK4), кото-

рый был опубликован в 1963 г. и в котором содержатся координаты 1535 звезд. Фундаментальный каталог FK4 определяет в настоящее время наиболее точную систему положений и собственных движений звезд, равномерно распределенных по всему небу. На основе этого каталога составляются сегодня все астрономические календари и ежегодники. Но и эта точность не предел. Астрономы мечтают повысить его по крайней мере еще на порядок...

В конце прошлого века астрономы мира начали большую работу по определению фотографическим методом координат почти 2 000 000 звезд ярче 12^м. Программа носит название «Карта неба». Наблюдения, сделанные по этой программе 70—80 лет назад, представляют с каждым годом все большую ценность, особенно для определения собственных движений звезд.

Наиболее точным из каталогов, содержащих большое число звезд, является каталог AGK3. Он получен фотографическим путем и содержит более 180 000 звезд. Точность положений в нем $\pm 0,20''$. Но он охватывает только северное небо. От этого недостатка свободен каталог SAOC, содержащий 260 000 звезд от северного до южного полюса, но точность его хуже чем AGK3.

Среди каталогов, содержащих приближенные координаты большого числа отдельных объектов неба, можно отметить составленное в 1863 г. «Боннское обозрение» (сокращенное обозначение BD), в котором сведены приближенные координаты 324 188 звезд северного полушария. В каталог Мессье (1784 г.) внесены сведения о 109 туманностях и звездных скоплениях. При ссылке на него после буквы М указывают порядковый номер объекта по данному каталогу (например, М 31 — туманность Андромеды). Широко используется до сих пор «Новый общий каталог туманностей и звездных скоплений» (сокращенно NGC), составленный в 1888 г. и содержащий вместе с двумя дополнениями данные более чем о 13 226 объектах.

В ряде случаев (например, для быстрого отождествления отдельных объектов неба, для подсчета числа галактик и изучения их формы) используются фотографические карты. В частности, на Паломарской обсерватории (США) в 1949—1956 гг. было получено 1758 фотографий неба в синем (предельная величина 21,1^м) и в красном диапазонах спектра (20,0^м). Выдержки (в синем цвете 12 минут, в красном — 45—60 минут)

подбирались таким путем, чтобы звезды типа Солнца (спектральный класс G2) на обоих снимках давали изображения одинакового масштаба. Каждая пластинка покрывала поле $6,6^\circ \times 6,6^\circ$. Отпечатки этих фотографий на бумаге имеются во всех крупных астрономических учреждениях в виде так называемого Паломарского атласа звездного неба. Эти фотографии были получены на 120-сантиметровом телескопе системы Шмидта, о котором подробнее будет сказано в гл. IV.

Задачи небесной механики

Орбиты планет и комет. Термин «небесная механика» в научную литературу был введен выдающимся французским ученым Пьером Симоном Лапласом (1749—1827) для учения о движении небесных тел под действием силы тяготения. В русской литературе прошлого века более популярным был термин «теоретическая астрономия». Сегодня оба эти понятия существуют в астрономии равноправно. Ими названы две различные части астрономии.

Небесная механика изучает законы движений небесных тел под действием сил всемирного тяготения, определяет массы и форму небесных тел и устойчивость их систем. *Теоретическая астрономия* разрабатывает методы для определения орбит небесных тел по их видимым положениям и методы решения обратной задачи — расчета видимых положений небесных тел, если их орбиты известны.

Ответы на все перечисленные выше вопросы находят решением систем сложных дифференциальных уравнений. Поэтому здесь мы ограничимся лишь несколькими замечаниями и общими определениями.

Одной из самых простых, но и самых основных является задача о движении двух небесных тел, притягивающих друг друга по закону всемирного тяготения. Это — классическая «задача двух тел». Ее частным решением являются законы Кеплера.

Мы говорим *частным*, так как движение по эллиптической орбите не является единственно возможным. Под действием силы притяжения в зависимости от начальных условий тело может двигаться по круговой, эллиптической, параболической или гиперболической орбите.

Закон всемирного тяготения (1.4) сформулирован Ньютоном для материальных частиц или материальных точек, т. е. материальных тел, размеры которых исчезающе малы по сравнению со взаимным расстоянием. На самом же деле небесные тела — Солнце, звезды, планеты и их спутники — имеют значительные размеры. Ньютон доказал, что если распределение вещества в небесных телах симметрично по отношению к их центрам (например, тело имеет форму шара с равномерной плотностью или же тело «построено» так, что вещество одинаковой плотности образует концентрические слои), то они притягиваются так, как будто массы этих тел сосредоточены в их центрах.

Подавляющее большинство небесных тел имеет почти правильную шаровую форму с концентрическими слоями почти одинаковой плотности. Поэтому «в первом приближении» небесные тела можно рассматривать как материальные точки и пренебрегать отклонениями их формы от шарообразной. Влияние этих отклонений на взаимодействие двух тел мы рассмотрим дальше на примере системы Земля — Луна.

Рассмотрим движение материальной точки — тела с массой m (планеты или кометы) вблизи «силового центра» O — неподвижного тела с массой M , под которым для конкретности будем подразумевать Солнце. Пусть в некоторый начальный момент времени t_0 тело m занимает положение P на расстоянии r от центра O массы M (рис. 27). Неподвижная масса M (величина которой значительно больше m) притягивает к себе движущееся тело m с силой, определяемой по формуле (1.4). Под действием этой силы тело m получает ускорение в сторону массы M . Если бы начальная скорость движения массы m была равной нулю, то она свободно падала бы по направлению PO (на центральное тело M).

Предположим теперь, что начальная скорость материальной точки m в момент t_0 равна v_0 и направлена под некоторым углом к радиусу-вектору OP . Если бы на тело m никакая сила не действовала, то оно, двигаясь равномерно и прямолинейно с постоянной скоростью v_0 , за время Δt прошло бы отрезок PA (см. рис. 27). На самом же деле сила притяжения, направленная к центру O , отклоняет тело от прямолинейного пути. Поэтому спустя время Δt оно окажется в точке B . Величина смещения AB определяет величину силы при-

тяжения, т. е. массу центрального тела. Через следующий промежуток времени Δt тело будет находиться в точке B_1 и т. д.

Предположим, что начальная скорость тела больше принятой раньше величины v_0 . Очевидно, что при отсутствии силы тяготения в этом случае тело прошло бы расстояние PC , больше PA . Под действием той же силы, действующей по направлению к O , отклонение от прямолинейного движения будет одинаковым (т. е. смещение CD будет равным смещению AB). Отсюда следует, что с увеличением начальной скорости тела искривление его траектории уменьшается.

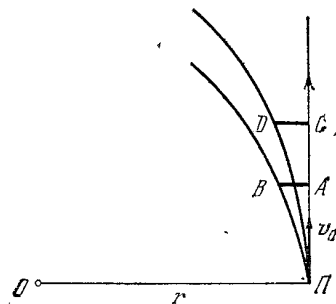


Рис. 27. Большей начальной скорости v_0 соответствует меньшая искривленность пути

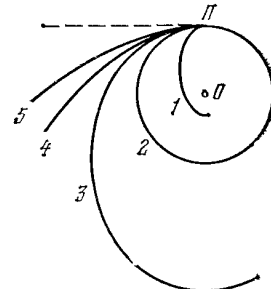


Рис. 28. Типы траекторий в задаче двух тел

Рассмотрим типы орбит, по которым может двигаться тело под действием силы притяжения в зависимости от величины начальной скорости v_0 . Для простоты изложения будем предполагать, что направление начальной скорости v_0 перпендикулярно к радиусу-вектору OP ($v_0 \perp OP$), а ее величину будем сравнивать с двумя характерными скоростями — круговой

$$v_{кр} = \sqrt{\frac{GM}{r}} \quad (2.14)$$

и параболической

$$v_{п} = \sqrt{\frac{2GM}{r}} = v_{кр} \sqrt{2}. \quad (2.15)$$

Здесь возможны такие случаи (рис. 28):

1. $v_0 < v_{кр}$ — начальная скорость меньше круговой. При этом тело движется по эллипсу, у которого

начальная точка P является наиболее удаленной от силового центра (*афелием*).

С увеличением начальной скорости форма орбиты все более приближается к кругу.

2. $v_0 = v_{кр}$ — скорость тела равна круговой. Орбита тела является кругом.

3. $v_{кр} < v < v_n$ — скорость тела больше круговой, но меньше параболической. Тело движется по эллиптической орбите, причем точка P является перигелием — наиболее близкой к притягивающей массе M . Эксцентриситет e орбиты по мере увеличения скорости v_0 возрастает от нуля до единицы.

4. $v_0 = v_n$ — скорость тела равна параболической. Ее величина столь велика, что притяжение центральной массы M уже не в состоянии возвратить тело m назад. Орбита тела перестает быть замкнутой, и тело, пройдя точку P , уходит в бесконечность.

5. $v_0 > v_n$ — скорость тела больше параболической. Тело движется по незамкнутой кривой — гиперболе, изогнутость которой тем меньше, чем больше начальная скорость v_0 .

Элементы планетных орбит. Под действием притяжения Солнца каждая планета обращается вокруг него по эллипсу. Для предвычисления положений планеты на несколько дней или лет вперед необходимо знать основные характеристики (параметры) этого эллипса. Ими являются:

1. Большая полуось a ;
2. Эксцентриситет e , численное значение которого

находится по формуле $e = \frac{\sqrt{a^2 - b^2}}{a}$, где b — малая

полуось эллипса. В случае круговой орбиты ($b = a$) ее эксцентриситет равен нулю, при увеличении эксцентриситета до единицы ($b \rightarrow 0$) эллипс вырождается в параболу. Из планет солнечной системы наибольший эксцентриситет у Плутона ($e = 0,247$), наименьший — у Венеры ($e = 0,0068$).

Величины больших полуосей планетных орбит определяются масштабы Солнечной системы. В связи с этим легко запомнить следующее число: большая полуось Плутона почти в точности в сто раз больше, чем у Меркурия: в астрономических единицах они соответственно равны 39,5 и 0,39. Среднее расстояние до Плутона равно 5,9 млрд. км.

Далее, необходимо знать положение плоскости орбиты планеты в пространстве, т. е.

3. Наклонение i плоскости орбиты планеты к плоскости эклиптики.

4. Угловое расстояние Ω от точки весеннего равноденствия до восходящего узла — точки, в которой планета пересекает плоскость эклиптики, двигаясь по направлению к ее северному полюсу. Противоположная

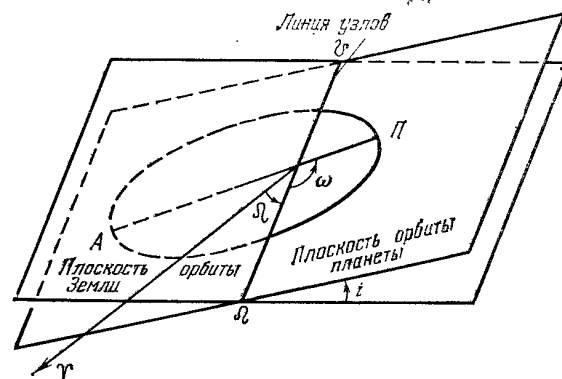


Рис. 29. Элементы орбиты планеты

точка, в которой планета пересекает плоскость эклиптики, удаляясь от ее северного полюса, называется *нисходящим узлом* и обозначается Q'' . Заметим, что линия, соединяющая восходящий и нисходящий узлы, называется *линией узлов*. Ее угловое расстояние от направления на точку весеннего равноденствия является долготой восходящего узла и также обозначается знаком Ω .

Кроме того, необходимо знать положение орбиты в ее плоскости, т. е.

5. Угловое расстояние ω ближайшей к Солнцу точки орбиты P (*перигелия*) от восходящего узла (рис. 29), т. е. долготу перигелия.

И, наконец, необходимо знать, в какой точке орбиты планета находилась в какой-то заданный момент времени. Обычно задается

6. Момент прохождения планеты через перигелий t_0 .
Определение элементов орбиты светила по имеющимся результатам нескольких (не менее трех) наблю-

дений лет двести назад составляло одну из первостепенных задач астрономии. Окончательно решил ее выдающийся немецкий ученый Карл Фридрих Гаусс (1777—1855). Несколько проще было рассчитать параболическую орбиту (для нее один из элементов — эксцентриситет — известен заранее: $e = 1$); этим вопросом успешно занимался еще Ньютон и его современник и друг Эдмунд Галлей (1656—1742). Сегодня расчеты параметров орбит планет и комет проводятся с помощью быстродействующих электронных вычислительных машин. Методы решения этих задач можно найти в «Астрономическом календаре. Постоянная часть» («Наука», 1981). Там же имеется и сводка несложных, но довольно громоздких формул, по которым рассчитываются эфемериды, т. е. прямые восхождения и склонения светил на заданные моменты времени.

Задача трех тел. Движение по эллиптической орбите, соответствующее решению задачи двух тел, называется *невозмущенным*. Изучение этого движения — всего лишь первый шаг на пути изучения сложных реальных движений небесных тел.

В самом деле, *все* тела Солнечной системы притягивают друг друга. Так, Земля притягивается не только Солнцем, но и другими планетами, которые «сдвигают» Землю с ее эллиптической орбиты. В свою очередь Земля притягивает другие планеты и также заставляет их отклоняться от эллиптических путей. Отклонения от движения по эллипсу (параболе или гиперболе) называются *возмущениями*.

Учет возмущений, имеющих в целом очень сложный характер, является чрезвычайно трудной задачей. Ее разработкой занимались такие выдающиеся математики XVIII и XIX вв. как Алексис Клод Клеро (1713—1765), Жан Лерон Даламбер (1717—1783), Леонард Эйлер (1707—1783), Жозеф Луи Лагранж (1736—1813), Пьер Симон Лаплас и другие. Их усилиями удалось получить формулы, по которым можно оценить величину возмущения отдельных элементов орбиты планеты (или кометы, спутника) в зависимости от начальных значений элементов орбиты самой планеты (кометы, спутника) и возмущающего тела. Исходным является предположение, что в каждый данный момент времени планета движется по эллиптической орбите, однако параметры этой орбиты, — размеры, форма, положение в пространстве, — все время меняются. Такую

орбиту принято называть *варьирующей* или *оскулирующей*.

Важной задачей, стоящей перед небесной механикой, является исследование устойчивости планетной системы в целом. Всегда ли возмущения элементов орбиты той или другой планеты будут оставаться относительно небольшими? Не накапливаются ли они со временем, что в будущем могло бы привести к уходу

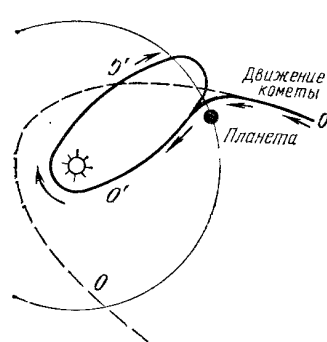


Рис. 30. Возмущение орбиты кометы планетой

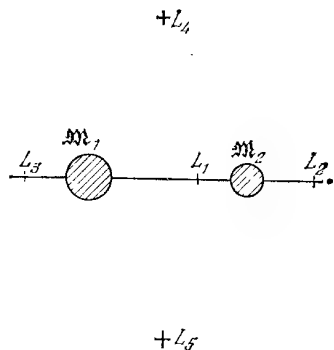


Рис. 31. Центры либрации (L) — точки положения третьего тела, для которых задача трех тел имеет точное решение

планеты из системы? Общего решения этой задачи пока еще нет. Правда, анализ всей геологической и палеонтологической истории Земли говорит как будто о том, что параметры ее орбиты в прошлом не изменялись сколь-нибудь заметным образом или же эти изменения носили периодический характер. Этот вывод по-видимому, можно распространить и на другие планеты Солнечной системы.

Что же касается меньших членов Солнечной системы — малых планет и комет, то о судьбе каждого из них в отдельности нельзя говорить столь определенно. Возмущающее притяжение большой планеты может существенно изменить орбиту данного «третьего тела». Так, притяжение планеты может превратить параболическую орбиту кометы (ОО) в эллиптическую (О'О') (рис. 30) или же, наоборот, выбросить малое «третье тело» за пределы Солнечной системы.

Задача о движении нескольких тел, притягивающих друг друга по закону Ньютона, в математическом отношении настолько трудна, что до сих пор остается нерешенной в общем виде. Даже в случае *трех* тел движения настолько сложны, что нельзя получить общие формулы, по которым можно было бы вычислять положения этих тел в пространстве при произвольных массах тел или начальных положениях и скоростях.

И лишь в нескольких частных случаях, как это показал еще в 1772 г. Лагранж, задача трех тел имеет точное решение:

- 1) если все три тела лежат на одной прямой, причем третье тело находится в точке L_1 , L_2 или L_3 (рис. 31),
- 2) если все три тела образуют равносторонний треугольник, причем третье тело находится в точке L_4 или L_5 .

Эти пять точек принято называть *центрами либрации* или *точками Лагранжа*. Они обладают следующим свойством: если в одну из них поместить третье тело, то все три тела M_1 , M_2 и M_3 будут двигаться в плоскости, в которой они находятся, причем отношения между их взаимными расстояниями всегда будут одними и теми же. Если масса второго тела не превышает 0,04 массы первого, а массой третьего тела можно пренебречь, то при движении их вокруг общего центра тяжести они полностью сохраняют свое расположение друг относительно друга.

Вот два примера, подтверждающих правильность этих решений. Известно, что начиная с 1907 г. было открыто четырнадцать малых планет, образующих две группы, которые движутся вокруг Солнца по орбите Юпитера по долготе на 60° впереди и позади него. В честь героев древнегреческого эпоса о Троянской войне первая группа малых планет (9 астероидов) названа «греками», вторая (5 астероидов) — «троянцами». Каждая из этих групп находится на одинаковом расстоянии от Солнца и от Юпитера.

В 1961 г. польский астроном К. Кордылевский получил первые доказательства того, что, кроме Луны, вокруг Земли на том же расстоянии от нее обращаются еще два «спутника» — разреженные пылевые облака. Одно из них опережает Луну на 60° , второе отстает от нее на столько же.

Поверхности Роша. Как видно из формулы (2.14), круговая скорость движения тела m вокруг централь-

ной массы M на заданном расстоянии r определяется величиной $\varphi = \frac{GM}{r}$, которая называется *потенциалом*.

С удалением от центра массы M величина потенциала φ (и соответственно, круговой скорости) уменьшается. И наоборот, численное значение потенциала тем больше, чем меньше расстояние частицы от центра массы M .

Очевидно, что если мы вокруг массы M опишем сферу радиуса r , то значение потенциала будет одинаковым на всей поверхности этой сферы. Такую поверхность равного потенциала принято называть *эквипотенциальной* поверхностью.

Умножив величину потенциала φ на массу m , получим работу, которую необходимо затратить, чтобы, преодолев силу притяжения массы M , перенести материальную частицу m с расстояния r на бесконечность. В то же время частица m может сколь угодно долго двигаться вдоль эквипотенциальной поверхности без затраты работы, причем скорость ее кругового движения направлена касательно к этой поверхности.

В 1836 г. немецкий математик Карл Якоби (1804—1851), а два года спустя французский астроном Э. Рош (1820—1883) разработали теорию движения частиц в системе с двумя центрами притяжения. В наше время эта теория широко используется при обсуждении проблемы обмена массой в процессе эволюции двойных звезд и, в частности, при обсуждении механизмов вспышек новых звезд. В данном случае речь идет о так называемой ограниченной задаче трех тел, постановка которой заключается в следующем: требуется найти движение тела с бесконечно малой массой, притягиваемого двумя другими телами, описывающими круговые орбиты вокруг общего центра инерции. Одним из следствий решения этой задачи является понятие о *поверхностях Роша*.

Пусть M_1 и M_2 — массы двух больших тел (например, двух звезд), находящихся на расстоянии a друг от друга и обращающихся вокруг общего центра тяжести, r_1 и r_2 — расстояния частицы до первой и второй массы соответственно. Очевидно, что если r_1 существенно меньше r_2 (частица находится вблизи первой массы), то влияние второй массы на ее движение будет незначительным и наоборот. При малых r поверхности равного потенциала (эквипотенциальные) имеют форму замкнутых полостей, окружающих каждую звезду в

отдельности. С увеличением r эквипотенциальные поверхности начинают приближаться друг к другу и, наконец, соприкасаются в точке L_1 (первой или внутренней точке Лагранжа). Сечение эквипотенциальных поверхностей плоскостью, которая проходит через центры масс M_1 и M_2 и в которой происходит их обращение вокруг центра инерции, показано на рис. 32.

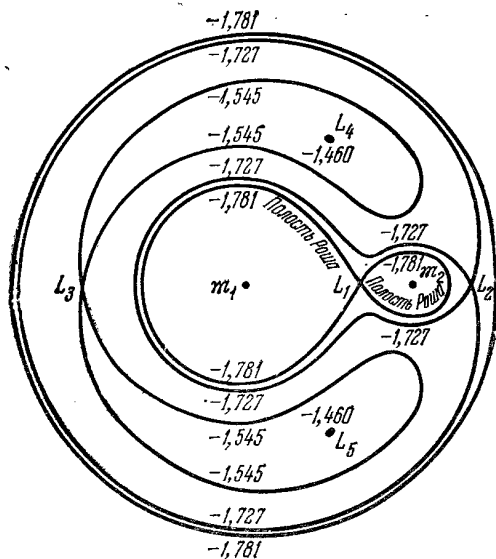


Рис. 32. Сечение поверхностей равного потенциала плоскостью, в которой происходит обращение звезд вокруг общего центра масс

Здесь принято, что $M_1 = 9M_2$. Цифры, стоящие вблизи каждой из поверхностей, определяют величину безразмерного потенциала $\Omega = -\frac{a\varphi}{GM_1}$. Эквипотенциальная поверхность, охватывающая обе звезды в виде песочных часов (образующая в сечении восьмерку), называется *критической поверхностью Роша*. Пространство, охваченное ею, называется *полостью Роша*.

Как и в случае одной массы, частица, находящаяся на эквипотенциальной поверхности, движется по ней без затраты энергии. «Скользя» по поверхности Роша, она свободно переходит из окрестностей одной компоненты в окрестность другой. При еще большем расстоянии от центра масс частица, движущаяся в поле

тяжести системы, опишет еще более сложную траекторию. Уже упоминавшиеся ранее точки Лагранжа L_2 и L_3 образуются (как это видно на рис. 32) пересечением поверхностей равных потенциалов. Попадая в одну из этих точек, частица окажется в положении относительного равновесия. Потеряв часть своей энергии (например, при соударении с такой же частицей) фиксированная масса m может попасть в «потенциальную яму» — занять устойчивое положение в одном из тригональных центров либрации — L_4 или L_5 .

На расстояниях от центра инерции, больших расстояний точек L_2 и L_3 , форма эквипотенциальных поверхностей все больше приближается к сферической. Другими словами, на больших расстояниях притяжение системы двух масс эквивалентно притяжению одной массы, находящейся в центре инерции.

Рассмотрим в качестве примера двойной системы систему Солнце — Земля. Отношение их масс $M_2 : M_1 = 1 : 330\,000$. Расчет показывает, что расстояния точек L_1 , L_2 и L_3 от Солнца в астрономических единицах соответственно равны 0,9899, 1,0101 и $1 - 0,00000178$. Другими словами, центры либрации L_1 и L_2 находятся на расстояниях от Земли 1,5 млн. км, т. е. в четыре раза дальше, чем расстояние от Земли до Луны. Именно поэтому, обращаясь вместе с Луной вокруг Солнца, Земля «управляет» движением Луны практически самостоятельно.

«Предел Роша». В заключение остановимся еще на одном важном выводе небесной механики — выводе о существовании «предела Роша». Пределом Роша называется расстояние от планеты, ближе которого спутник не может существовать, но будет разорван на части приливными силами. Эту интересную задачу небесной механики также решил Э. Рош.

Рассмотрим спутник радиуса R , обращающийся вокруг планеты, имеющей радиус R_n и массу M , на расстоянии r от нее. Из рис. 33 видно, что ближайшая к

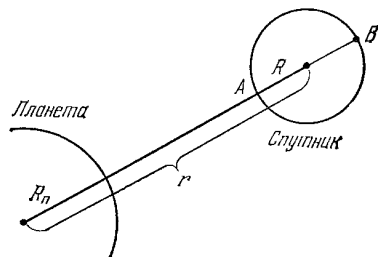


Рис. 33. За счет разности ускорений в точках A и B спутник может быть разорван на части

планете точка спутника A находится на расстоянии $r - R$, наиболее удаленная точка B — на расстоянии $r + R$ от центра планеты. Поэтому сила притяжения, действующая на каждую материальную частицу, находящуюся в точке A , больше силы притяжения, действующей на частицу, находящуюся в точке B . Разделив величину силы на массу частицы, получаем ускорение ω . Разность ускорений, сообщаемых частицам в точках A и B , равна (при $R \ll r$)

$$\omega_A - \omega_B = \frac{GM}{(r-R)^2} - \frac{GM}{(r+R)^2} \approx \frac{4GMR}{r^3}. \quad (2.16)$$

С уменьшением расстояния спутника от планеты эта разность ускорения увеличивается. Рош нашел, что при расстоянии

$$r_R \approx 2,46 \left(\frac{\rho_c}{\rho_n} \right)^{1/3} R_n \quad (2.17)$$

спутник будет разорван на части. Здесь ρ_c и ρ_n — соответственно средние плотности спутника и планеты. При равных плотностях спутника и планеты это произойдет на расстоянии $2,46R_n$ от нее.

Все сказанное относится прежде всего к газообразному или жидкому спутнику. Разрушение твердого спутника наступает лишь в случае, если его размеры превышают некоторое определенное значение. Так, твердый спутник был бы разрушен Юпитером лишь в случае, если диаметр этого спутника превышает 400 км.

Любопытно, что для Сатурна предел Роша составляет 148 000 км, а радиус края его внешнего кольца равен 140 000 км. Как видим, кольцо находится внутри предела Роша. Можно поэтому предполагать, что приливные силы воспрепятствовали веществу кольца сконденсироваться в более крупные тела — в один или несколько спутников. Это представляется более вероятным, чем образование кольца в результате разрушения уже существовавшего спутника и последующего дробления его отдельных фрагментов на частицы, размеры которых оцениваются метрами и даже сантиметрами.

В заключение заметим, что именно благодаря разности ускорений, возникающих на отдельных участках поверхности Земли под действием лунного и солнечного притяжения, здесь наблюдаются явления приливов и

отливов. Поэтому и возмущающая сила, вызывающая «при благоприятных обстоятельствах» разрушение спутника, названа нами *приливной силой*.

Движение Луны. Затмения

Видимое движение Луны. На протяжении тысячелетий Луна, ритмично изменяя свои фазы, помогала людям измерять время. Луна помогла великому Ньютону открыть закон всемирного тяготения. Луна — первое небесное тело, на которое уже вступил Человек, устремившийся ввысь, чтобы покорить космическое пространство. Поэты воспевают Луну в стихах. Астрономы внимательно изучают ее движение и описывают его формулой, содержащей в целом около 700 компонент, а вычисления ведут с точностью до 15 знака после запятой...

Наблюдая за положением Луны среди звезд, нетрудно заметить, что на протяжении часа она смещается к востоку приблизительно на величину своего диаметра, т. е. несколько больше, чем на $1/2^\circ$. За сутки Луна передвигается влево (в северном полушарии) на $13,2^\circ$. Поэтому каждый последующий ее восход (и заход) происходит примерно на 50 минут позже, чем накануне. Через 27,321661 средних суток (что составляет $27^d 07^h 43^m 11,5^s$), Луна описывает по небу полный круг и снова возвращается к той же звезде. Этот промежуток времени и называется звездным или *сидерическим* месяцем. На протяжении сидерического месяца прямое восхождение Луны α_ζ и ее эклиптическая долгота λ_ζ непрерывно увеличиваются, описывая полный цикл.

Предположим, что в какой-то определенный момент времени эклиптическая долгота Луны была равна долготе Солнца и какой-то фиксированной звезды. Но, спустя $27\frac{1}{3}$ суток, когда Луна закончит один оборот вокруг Земли и вернется к той же звезде, Солнце сдвинется на восток примерно на 27° . Так как за сутки Луна передвигается на небесной сфере к востоку примерно на 13° , а Солнце на 1° , то Луна догоняет Солнце со скоростью 12° в сутки. Разрыв в 27° Луна преодолевает за $27/12$ дня $\approx 2\frac{1}{4}$ дня. Таким образом, следующий момент, когда эклиптические долготы Солнца и Луны будут одинаковыми, наступит через $(27\frac{1}{3} + 2\frac{1}{4})$ суток. Точнее, этот промежуток времени

равен 29,53058818 суток или $29^d 12^h 44^m 2,8^s$. Промежуток времени, по истечении которого Луна возвращается в прежнее положение относительно Солнца, называется *синодическим месяцем*.

Внимательно фиксируя положения центра Луны относительно звезд на протяжении синодического месяца и нанося их на карту звездного неба, любитель астрономии обнаружит, что большой круг, по которому движется Луна, не совпадает с эклиптикой, а наклонен к ней под углом $5^{\circ}9'$. Путь Луны на небе пересекается с эклиптикой в двух точках, которые называются *узлами лунной орбиты* — восходящим (Ω) и нисходящим (ϖ). Продолжая наблюдения на протяжении нескольких синодических месяцев, нетрудно обнаружить, что лунные узлы непрерывно перемещаются навстречу Луне, т. е. к западу, совершая полный оборот за 18,6 года. Ежегодно долгота восходящего узла уменьшается примерно на 20° , а за один полный оборот Луны — на $1,5^{\circ}$.

Фазы Луны. На протяжении синодического месяца происходит непрерывное изменение внешнего вида Луны, который принято называть *фазой Луны* (по определению, фаза равна отношению наибольшей ширины освещенной части лунного диска к его диаметру). Смена фаз Луны, являющейся, как и Земля, темным, непрозрачным шарообразным телом, происходит вследствие изменения ее положения относительно Солнца.

Заметим, что линия, отделяющая темную часть диска Луны от светлой, называется *терминатором*, а угол между направлениями от Солнца к Луне и от Луны к Земле — *фазовым углом*.

Во время *новолуния* Луна находится между Солнцем и Землей. В этот момент Луна обращена к Земле своей темной стороной. Удаляясь от Солнца к востоку ежедневно на 12° , Луна через 2—3 дня уже видна на вечернем небе в виде узкого серпа, обращенного выпуклостью *вправо*. Через 7—8 дней после новолуния, когда восточная элонгация Луны достигнет 90° (Луна находится в восточной квадратуре), наступает фаза первой четверти, примерно через 15 дней после новолуния — *полнолуние*, еще через 7—8 дней — *последняя четверть* (западная квадратура). Соединение Луны с Солнцем во время новолуния и противостояние во время полнолуния называются еще *сизигиями* (от греческого «сизигия» — соединение).

Орбита Луны. Луна обращается вокруг Земли по эллипсу, большая полуось которого равна 384 405 км (что составляет 60,3 земных радиусов), а эксцентриситет $e = 0,0549$ ($\approx 1/18$). Точка лунной орбиты, в которой Луна находится ближе всего к Земле, называется *перигеем*, диаметрально противоположная, наиболее удаленная точка — *апогеем*. Линия, соединяющая эти две точки (большая ось эллипса), называется *линией апсид*. В перигее Луна бывает ближе к Земле на $1/18$ величины большой полуоси (т. е. на 21 000 км), в апогее — на столько же дальше. Наименьшее и наибольшее расстояния от Земли до Луны, измеренные в радиусах Земли, составляют 56,7 и 63,2. Средняя скорость движения Луны на орбите составляет около 1 км/с.

Все приведенные здесь цифры верны лишь «в среднем». Основные характеристики лунной орбиты непрерывно изменяются под действием возмущений, обусловленных притяжением Солнца, других планет и отклонениями формы Земли и Луны от сферической. Так, эксцентриситет лунной орбиты изменяется от 0,044 до 0,066. Эллипс как будто «пульсирует» — вытягивается и укорачивается. В соответствии с этим изменяется наименьшее и наибольшее расстояние до Земли соответственно до значений 55,9 и 63,8. Угол наклона плоскости лунной орбиты к эклиптике, равный в среднем $5^{\circ}9'$, колеблется в пределах от $4^{\circ}58'$ до $5^{\circ}20'$.

Известно, что перигей лунной орбиты движется в ту же сторону, что и Луна, совершая полный оборот за 8,85 года. И это движение не является равномерным: точка перигея как бы «покачивается», причем основная амплитуда достигает $8^{\circ}41'$. Аналогично линия узлов, движущаяся навстречу Луне и совершающая в среднем полный оборот за 18 лет и 7 месяцев, совершает сложное колебательное движение, причем наиболее значительное колебание имеет амплитуду $1^{\circ}26'$. Далее, под действием притяжения Солнца истинная долгота Луны отклоняется от средней на $1^{\circ}16,5'$, а за счет эллиптичности лунной орбиты и смещения лунных узлов продолжительность синодического месяца колеблется в пределах от 29,25 до 29,83 дня.

И все же, несмотря на столь большие сложности в движении Луны, астрономы научились определять ее положение на орбите с высокой точностью на тысяче-

летия вперед и назад. Примером сказанного является предвычисление солнечных и лунных затмений, сыгравшее, в частности, большую роль в упорядочении всемирной истории...

Затмения. Двигаясь вокруг Земли, Луна постоянно проходит перед различными более далекими светилами и заслоняет их своим диском. Это явление называется *покрытием светил Луной*. Моменты покрытия ярких звезд и планет рассчитываются заблаговременно и приводятся в астрономических календарях. Наблюдения этих явлений, которые проводятся на многих астрономических обсерваториях мира, и их теоретический

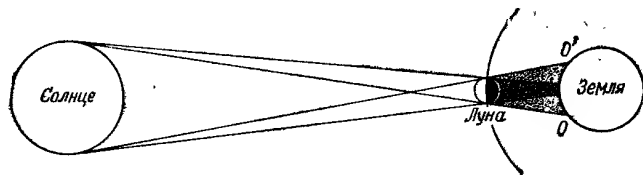


Рис. 34. Схема солнечного затмения

анализ используются для уточнения основных параметров лунной орбиты.

Покрывание Солнца Луной называется *солнечным затмением*. В этот момент на поверхность Земли падает конус лунной тени. Наблюдатель, находящийся внутри этого конуса, увидит *полное солнечное затмение* (рис. 34). В широкой зоне лунной полутени (OO') наблюдается *частное солнечное затмение*, здесь диск Луны покрывает только часть солнечного диска. Фаза затмения (т. е. величина закрытой части диска Солнца) тем больше, чем ближе наблюдатель находится к оси тени.

Вследствие движения Луны вокруг Земли и вращения Земли вокруг своей оси тень от Луны перемещается по земной поверхности со скоростью, в среднем немного большей 0,5 км/с, приблизительно с запада на восток, образуя полосу полного солнечного затмения шириной менее 200 км и длиной в несколько тысяч километров. Тень Луны вступает на Землю на западе при восходе Солнца и покидает ее через несколько часов на востоке при заходе Солнца.

Линейный диаметр Луны приблизительно в 400 раз меньше солнечного, и во столько же раз Луна ближе к Земле, чем Солнце. Поэтому средние угловые размеры

Луны и Солнца почти одинаковы. «Почти», но не совсем. У Луны он равен $31'5''$, у Солнца — $31'59''$, т. е. несколько больше. Поэтому если бы орбита Луны и орбита Земли были круговыми, то, находясь на оси конуса лунной тени, наблюдатель видел бы края Солнца в виде тонкого блестящего кольца. Затмения всегда были бы *кольцеобразными*.

На самом же деле в момент, когда Луна находится в перигее, ее видимый диаметр достигает величины $33'32''$, в апогее — $29'20''$. Наибольший видимый диаметр Солнца (наблюдаемый в январе) равен $32'36''$, наименьший (в июле) — $31'31''$. Поэтому, когда Луна находится вблизи перигея, солнечные затмения бывают полными (продолжительность полного затмения иногда достигает 7 минут), если же Луна в момент новолуния находится в апогее, затмение будет *кольцеобразным*.

Земля, как и Луна, отбрасывает от себя тень в сторону, противоположную Солнцу. На расстоянии Луны диаметр земной тени почти втрое превышает диаметр Луны. Когда Луна входит в область земной тени, происходит *лунное затмение*. Оно может быть *полным* или *частным* в зависимости от того, входит Луна в земную тень полностью или проходит в ней близ ее края.

Начало лунного затмения (как и его конец) наблюдается в один и тот же момент на всем земном полушарии, обращенном к Луне. Однако местное время этого явления в различных пунктах Земли будет неодинаковым: оно зависит от долготы наблюдателя. Это обстоятельство использовалось вплоть до конца XV в. для определения разности долгот от некоторого, определенного пункта Земли, для которого момент начала (и конца) лунного затмения был рассчитан заранее.

Условия наступления затмений. Если бы Луна двигалась вокруг Земли в плоскости эклиптики, то затмения Солнца происходили бы в каждое новолуние (через каждые 29,53 дня), так как тень Луны всегда попадала бы на Землю. Однако плоскость орбиты Луны наклонена к эклиптике под углом $5^\circ 9'$. Поэтому затмение случается лишь тогда, когда в момент новолуния Луна находится вблизи эклиптики, например, проходит через один из своих узлов. Иначе ее тень падает «выше» или «ниже» Земли (рис. 35).

Обычно на карте звездного неба наносится *эклиптика* — путь, по которому на небесной сфере соверша-

ется видимое годичное движение Солнца. Делать это целесообразно, так как в каждом последующем году движение Солнца происходит практически по тому же пути. Смещение точки весеннего равноденствия на такой карте становится заметным лишь много лет спустя.

Наносить на карту путь, по которому движется Луна, нецелесообразно. Такая карта имела бы ценность лишь на протяжении одного *драконического месяца* — промежутка времени, равного 27,212220 суток, спустя которые Луна возвращается к тому же узлу своей орбиты.

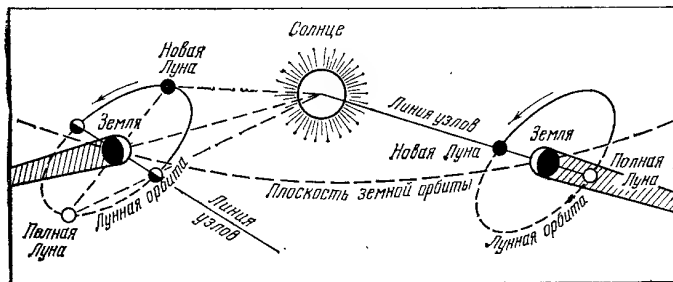


Рис. 35. Условие наступления затмений

Через 27,21 суток Луна пересекает эклиптику в точке, смещенной на $1,5^\circ$ к западу, и незримо описывает на небесной сфере совершенно новую траекторию. А за год, как уже отмечалось, узлы лунной орбиты передвигаются вдоль эклиптики почти на 20° .

Можно себе мысленно представить, как две воображаемые точки на эклиптике, через которые Луна переходит из состояния «над эклиптикой» в состояние «под эклиптикой» — узлы лунной орбиты — непрерывно перемещаются слева направо вдоль эклиптики навстречу Солнцу. Промежуток времени, за который центр диска Солнца проходит через один и тот же узел лунной орбиты, называется *драконическим годом*. Он равен 346,62 суток.

Затмение Солнца происходит в случае, когда Солнце и Луна одновременно находятся вблизи узла лунной орбиты. При этом не обязательно в самом узле, но начиная с такого расстояния $\Delta\lambda$ (и кончая таким же по другую сторону узла), при котором наблюдатель, находящийся в какой-то определенной точке поверхности Земли, сможет увидеть, как при своем движении по орбите Луна как бы касается диска Солнца (рис. 36).

Расчет показывает, что $\Delta\lambda \approx 16,5^\circ$. Если расстояние Солнца от узла меньше $\Delta\lambda$, то Земля войдет в конус лунной полутени и произойдет частное солнечное затмение. Если же расстояние Солнца от узла лунной орбиты составляет несколько градусов, затмение будет полным. Методы вычислений условий видимости затмения в том или другом пункте земной поверхности подробно

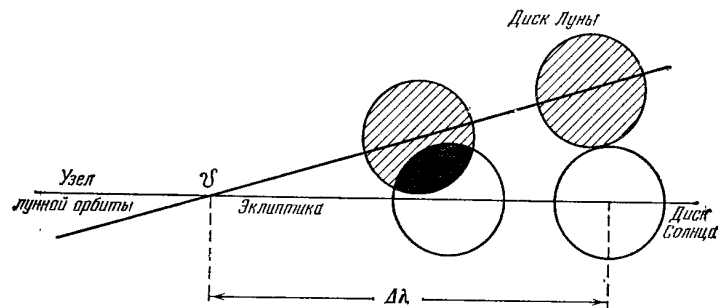


Рис. 36. Новолуние. Если в это время угловое расстояние Солнца от узла лунной орбиты $\Delta\lambda$ меньше $16,5^\circ$, земной наблюдатель увидит, как диск Луны проскользнет по диску Солнца

изложены в «Астрономическом Календаре. Постоянная часть».

Из сказанного следует, что на эклиптике существует две «эффективные зоны» протяженностью по $16,5^\circ \cdot 2 = 33^\circ$ с лунными узлами в их центрах. Эти зоны непрерывно смещаются вдоль эклиптики навстречу Солнцу. Солнечное затмение происходит, как только Солнце, двигаясь по эклиптике, попадает в одну из этих зон.

Предположим, что в момент новолуния расстояние Солнца от восходящего узла лунной орбиты составляет $15,5^\circ$. Очевидно, что в данное новолуние произойдет частное солнечное затмение. Следующее новолуние наступит через 29,53 суток. За это время Солнце сместится влево вдоль эклиптики на 29° , узел лунной орбиты — вправо на $1,5^\circ$, поэтому расстояние Солнца от узла составит $29^\circ + 1,5^\circ = 30,5^\circ$. Как видим, частное затмение Солнца произойдет и при втором новолунии, так как Солнце еще не успело выйти из «эффективной зоны».

Примерно через полгода (точнее, через 173,31 суток) Солнце приближается к нисходящему узлу, и

повторяется та же картина: снова произойдет два частных затмения Солнца.

Драконический год короче тропического на 18,6 суток. Поэтому очередное приближение Солнца к восходящему узлу (а следовательно, еще одно частное затмение Солнца) может произойти еще в том же календарном году. Отсюда следует вывод, что в одном году может произойти до 5 солнечных затмений (это случилось в 1805 и 1935 гг. и повторится снова в 2206 и 2709 г.), и не может быть меньше двух, так как время движения Солнца через «эффективную зону» больше продолжительности синодического месяца.

Условия для наступления лунных затмений являются более жесткими. Лунное затмение может произойти лишь в том случае, если в момент полнолуния центр земной тени будет отстоять от узла меньше чем на $10,6^\circ$. В данном случае полная ширина «эффективной зоны» затмений составляет всего $21,2^\circ$. Это расстояние на эклиптике земная тень проходит за 21,6 суток, что значительно меньше синодического месяца. Поэтому Луна может «проскочить» через узел до или после того, как через него пройдет тень Земли. Вот почему в некоторые годы может не быть ни одного лунного затмения, а наибольшее возможное их число — три.

В среднем же в каждом году бывает 2,38 солнечных затмений (из них 0,84 частных и 1,54 полных и кольцеобразных) и 1,55 лунных (0,72 полных и 0,83 частных).

Моменты затмений теперь рассчитываются заблаговременно с точностью до 1 секунды. Это соответствует точности расчета положения Луны в пространстве в 1 км.

Астрономы провели поистине фантастическое количество сложных расчетов, чтобы составить список всех затмений, которые наблюдались на Земле в исторически обозримом прошлом или же будут наблюдаться в близком будущем. Так, в фундаментальной книге австрийского ученого Т. Опольцера (1841—1886) «Канон затмений» (1887 г.) содержатся данные о затмениях Солнца и Луны с 1208 г. до н. э. по 2163 г. н. э. (всего около 8000 солнечных и 5000 лунных затмений). Сопоставление рассчитанной даты затмения с записью о нем в той или другой древней хронике в большой степени помогло историкам в упорядочении событий всемирной истории. В 1966 г. вышел

новый Канон затмений, составленный бельгийскими астрономами. Он содержит данные о 1449 затмениях с 1898 по 2510 г. и является как бы продолжением Канона Опольцера.

Циклы затмений. Задолго до нашей эры было замечено, что через каждые 18 лет и 11 дней солнечные и лунные затмения повторяются. Этот промежуток времени получил название *сарос*, что на древнеегипетском языке и означает «повторение». Сарос — один из наиболее известных циклов повторяемости затмений, хотя таких циклов существует несколько.

Очевидно, что затмения повторяются в прежнем порядке по истечении такого промежутка времени, через который повторяется взаимное положение Солнца, Луны и узлов лунной орбиты и который, в частности, содержит в себе целое число синодических месяцев. Сарос включает в себе 223 синодических месяца (что составляет 6585,32 суток или 18 лет 11 дней 7 часов 42 минуты), 242 драконических месяца (6585,36 суток) и 19 драконических лет (6585,78 суток).

В связи с тем, что 223 синодических месяца на 0,46 суток короче 19 драконических лет, условия затмений, место их видимости на Земле через 18 лет будут уже другими. Предположим, например, что при первом зафиксированном затмении Солнце находилось точно в узле лунной орбиты. Через 18 лет на момент новолуния и затмения этот узел еще «не успевает» повернуться вправо к Солнцу на угол $\frac{360}{346,62} \times 0,46 = 0,478^\circ$. За

время же $\frac{33^\circ}{0,478^\circ} \times 18,03 = 1244,1$ года узел отодвигается влево на всю ширину «эффективной зоны». Это и есть продолжительность «работы» данного цикла: затмения данной конкретной серии заканчиваются и начинаются новые, как только Луна сделает следующий оборот вокруг Земли. Так, 23 июня 727 года произошло частное затмение Солнца, видимое в южном полушарии. Через 1244 года, 22 июля 1971 года произошло последнее затмение данного сароса, которое наблюдалось в Магаданской области.

Другим аналогичным, хотя и менее известным, периодом повторяемости затмений является *инекс*, содержащий в себе 358 синодических месяцев (т. е. 10 571,95 суток = 29 лет без 20 дней), 388,5 драконических месяцев (10 571,94 суток) и 30,5 драконических

года (10571,91 дня). В данном случае затмения происходят поочередно то вблизи одного, то другого узла.

И, наконец, упомянем еще о цикле *Метона*, равном 235 синодическим месяцам (6939,60 суток = 19 лет ровно с точностью до одного дня). В этой серии насчитывается всего четыре или пять затмений, тогда как в саросе их 70, из них 41 солнечное и 29 лунных. Примером «работы» цикла Метона может послужить затмение Солнца 30 июня 1954 г., повторившееся 30 июня 1973 г.

До конца XX в. в СССР будут наблюдаться такие затмения:

1987 г. 23 сентября — кольцеобразное, видимое в Казахстане,

1990 г. 22 июля — полное, пройдет близ Ленинграда и Архангельска,

1993 г. 21 мая — частное, видимое в северной части СССР,

1997 г. 9 марта — полное, пройдет по Сибири около Иркутска и Хабаровска,

1999 г. 11 августа — полное, пройдет через Крым и Закавказье.

Остается добавить, что в какой-нибудь определенной точке земной поверхности полное солнечное затмение наблюдается в среднем один раз в 200—300 лет.

3. ОСНОВЫ АСТРОФИЗИКИ

Законы излучения

Фотоны — источник информации. Уже на заре своей истории люди внимательно следили за звездами, объединяли их в созвездия, слагали о них легенды. Они даже догадывались, что звезды — такие же солнца, как и наше, ежедневно и щедро согревающее Землю.

Но что представляют собой эти далекие солнца? Каковы законы их строения и развития? На эти вопросы, казалось, человек никогда не получит ответа. Именно так и поучал своих учеников древнегреческий философ Сократ (469—399 гг. до н. э.) словами: «Все это навсегда останется тайной для смертного и, конечно, самим богам грустно видеть стремление человека разгадать то, что они навсегда скрыли от него...».

То же самое, но двумя тысячами лет позже утверждал известный французский философ Огюст Конт (1798—1857). В своем «Философском трактате о популярной астрономии» он писал в 1844: «Мы ничего не можем узнать о звездах, кроме того, что они существуют. Даже температура их навсегда останется не определенной...». Ну и, конечно, не стоит заниматься астрономией, так как это пустая трата времени, которая не даст ни полезных, ни интересных результатов...

Сегодня эти высказывания мы вспоминаем с улыбкой, но вспоминать о них достаточно поучительно. Оказалось ведь, что человек может познать законы строения и развития как отдельных звезд, так и Вселенной в целом. И этому сегодня уже имеются многочисленные доказательства! И рассказывают об этом человеку фотоны, кванты света, эти удивительные вестники далеких миров.

По иронии судьбы Конт не дожил всего три года до открытия спектрального анализа, ставшего могущественным оружием астрономов в их исследованиях

Вселенной. Изучая световое излучение, приходящее к Земле от далеких звезд и галактик, астрономы определяют температуру поверхностей звезд, их массы и размеры, химический и изотопный состав атмосфер, распределение плотности и температуры в недрах, намечают схемы развития звезд на протяжении миллионов лет.

Вестником далеких звездных и галактических миров является *фотон* — элементарная частица, не имеющая массы покоя и движущаяся со скоростью $c = 300\,000$ км/с. У фотона наиболее ярко выражена двойственность основных черт элементарных частиц: фотон распространяется как электромагнитная волна, но поглощается и излучается как отдельная частица. Каждый фотон переносит определенную порцию (*квант*) энергии, которая равна

$$\varepsilon = h\nu. \quad (3.1)$$

Здесь $h = 6,62 \cdot 10^{-27}$ эрг·с — *постоянная Планка*. Кроме частоты ν , для характеристики электромагнитной волны часто используется ее длина волны $\lambda = c/\nu$.

Воспринимаемое глазом световое излучение — это лишь незначительная часть чрезвычайно широкого диапазона электромагнитных волн. В атмосферах звезд и в космическом пространстве возникают и распространяются электромагнитные волны (фотоны) с самыми разнообразными длинами волн. Обычно короткие длины волн измеряются в ангстремах, обозначаемых Å ($1 \text{ Å} = 10^{-8}$ см). Фотоны, для которых длина волны $\lambda < 0,1 \text{ Å}$, называются *гамма-квантами* или γ -квантами, излучение с длиной волны от 0,1 до 100 Å называется *рентгеновским*, от 100 до 3900 Å — *ультрафиолетовым*. Электромагнитное излучение с длинами волн от 3900 до 7600 Å составляет то, что мы обычно называем видимым светом. Далее идут инфракрасное излучение (до $\lambda = 0,01$ см) и, наконец, радиоволны с длинами от 0,01 см до 1000 км.

Проведем несколько несложных расчетов. От Солнца на каждый квадратный сантиметр земной поверхности, перпендикулярной к солнечным лучам, приходит энергия $1,39 \cdot 10^6$ эрг/см²·с. Средняя длина волны этого излучения $\bar{\lambda} = 5000 \text{ Å}$, средняя частота $\bar{\nu} = 6 \cdot 10^{14}$ Гц. Энергия одного «среднего» кванта равна

$$\bar{\varepsilon} = h\bar{\nu} = 6,62 \cdot 10^{-27} \times 6 \cdot 10^{14} \text{ эрг} = 4 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}.$$

Таким образом, за одну секунду на упомянутую площадку в один квадратный сантиметр приходит $1,38 \cdot 10^6 / 4 \cdot 10^{-12} = 3 \cdot 10^{17}$ квантов.

Представим себе, что мы удаляемся от Солнца. Тогда поток энергии через избранную площадку уменьшается обратно пропорционально квадрату расстояния до него. Так, при увеличении расстояния до Солнца вдвое количество квантов света, приходящих на квадратный сантиметр, уменьшится в четыре раза и т. д.

Расстояния до ближайших звезд в 300 000 раз превышают расстояние до Солнца. Поэтому и поток энергии от них не менее чем 10^{11} раз меньше солнечного. От такой звезды на один квадратный сантиметр приходит всего около $3 \cdot 10^6$ фотонов за секунду.

От далеких галактик на 1 см² приходит один фотон за... 1000 секунд. И все же мы знаем об этих объектах немало благодаря современным мощным телескопам и разносторонним методам исследования.

Итак, каждый фотон — это определенная порция энергии, характеризующаяся определенной длиной волны. Но единственный фотон немного может рассказать о своем происхождении, о физических условиях в месте его рождения. Другое дело — поток фотонов, квантов широкого диапазона длин волн. Именно измерение потоков света от различных небесных объектов, анализ распределения количества квантов в зависимости от длины волны (анализ спектра источника) и позволяют делать совершенно определенные выводы о физике процессов, происходящих далеко за пределами нашей планеты. Сегодня мы с уверенностью обсуждаем важнейшие проблемы строения отдельных звезд и галактик, строения и эволюции Вселенной. И в основе этой уверенности лежит представление о том, что во всех уголках обозримой части Вселенной физические процессы протекают по законам, многократно проверенным на Земле в лабораторных условиях.

Задачи астрофизики. Пользуясь твердо установленными физическими законами, *астрофизика* дает объяснение физическим явлениям, происходящим в окружающем нас мировом пространстве, изучает строение, физические свойства и химический состав отдельных небесных объектов. Астрофизика как часть астрономии делится на *практическую астрофизику*, задача которой — разработать инструменты, приборы и методы астрофизических исследований, и *теоретическую астро-*

физику, которая занимается теоретическим анализом результатов, полученных при наблюдениях.

Выводы астрофизики широко используются и в других разделах астрономии — звездной астрономии, космогонии и космологии. Нельзя говорить о строении нашей звездной системы — Галактики, о закономерностях распределения в ней звезд и межзвездной материи, если не известны, например, ее масштабы, расстояния до отдельных звезд и звездных скоплений. А ведь эта проблема в значительной степени решается именно астрофизическими методами. Космогония занимается вопросами происхождения и эволюции небесных тел — звезд и галактик, планет и их спутников. Вряд ли есть необходимость доказывать, что раньше чем обсуждать столь сложные вопросы следует детально и всесторонне изучить по возможности большее количество этих объектов в отдельности, установить их важнейшие физические характеристики, найти возможные взаимосвязи между ними. В еще большей степени это относится к космологии, изучающей общие закономерности строения и развития Вселенной. Известно, сколь драматичной была не так давно ситуация в астрономии, связанная с интерпретацией красного смещения в спектрах галактик, когда казалось, что «возраст Вселенной» в два раза меньше возраста Земли. Устранить это противоречие удалось опять-таки с помощью астрофизических исследований.

Элементы астрофотометрии. Астрофотометрия занимается измерением количества света, приходящего к наблюдателю от небесных светил. Основным понятием фотометрии является *световой поток* — количество чистой энергии, проходящей за единицу времени через заданную площадку. Световой поток, падающий на единичную площадку некоторой поверхности, называется *освещенностью* данной поверхности, ее принято обозначать буквой E .

Именно освещенность, создаваемая на Земле от той или другой звезды, и может быть определена из наблюдений. Обычно в астрономии вместо выражения освещенность от звезды используется понятие *блеск*. Таким образом, *блеском* небесного светила называется освещенность, созданная им в пункте наблюдения на нормальной к лучам плоскости.

Интенсивность излучения I — это количество энергии, излучаемое единицей поверхности тела за единицу

времени в единичном интервале частот (например, $\Delta\nu = 1$ Гц) в телесном угле, равном одному стерadianу. Напомним, что стерadian — это телесный угол, вырезающий на сфере с центром в его вершине поверхность, площадь которой равна квадрату радиуса сферы r . Так как площадь поверхности сферы равна $4\pi r^2$, то полный телесный угол равен 4π стерadianов.

Из определения интенсивности следует, что на любом расстоянии r от источника выполняется равенство $I = Er^2$. Отсюда находим, что освещенности E_1 и E_2 , созданные одним и тем же источником на расстояниях r_1 и r_2 , изменяются обратно пропорционально этим расстояниям

$$\frac{E_2}{E_1} = \frac{r_1^2}{r_2^2}. \quad (3.2)$$

Количество энергии, излучаемое заданной единичной площадкой за единицу времени во всех направлениях полусферы (т. е. в телесном угле 2π стерadian), называется *полным потоком излучения*. Записывая формулу (1.6), мы обозначили эту величину через ϵ . Она находится интегрированием интенсивности I по всем направлениям. Так как при этом ориентация заданной площадки относительно направления излучения различна, то в итоге следует, что $\epsilon = \pi I$ (а не $2\pi I$).

В физике освещенность измеряется в фотах и люксах. В астрономии в силу исторической традиции для этого принято использовать *звездные величины*, обозначаемые буквой m и связанные с освещенностью логарифмической зависимостью

$$m = m_0 - 2,5 \lg E.$$

Здесь $m_0 = -13,89^m$ — звездная величина, соответствующая одному люксу. Такая зависимость является следствием особенностей восприятия раздражений органами чувств человека: если раздражения (в данном случае блеск) возрастают в геометрической прогрессии, то зрительные ощущения («величины» звезд) — в арифметической прогрессии (это закон Вебера — Фехнера). Она была установлена в середине XIX в., после того как были построены звездные фотометры и проведено сравнение блеска звезд различных величин. В частности, английский астроном Норман Роберт Погсон (1829—1891) установил, что интервалу в пять звездных величин соответствует отношение блеска, примерно

равное 100. На этом основании Погсон в 1856 г. предложил принять, что отношение блеска E_m и E_{m+1} двух звезд, величины которых различаются точно на единицу, выражается числом

$$\frac{E_m}{E_{m+1}} = \sqrt[5]{100} = 2,512.$$

Общая же связь между блеском двух звезд E_1 и E_2 и их звездными величинами m_1 и m_2 запишется в виде

$$\frac{E_2}{E_1} = 2,512^{m_1 - m_2} = 10^{0,4(m_1 - m_2)}$$

или

$$m_2 - m_1 = -2,5 \lg \frac{E_2}{E_1}. \quad (3.3)$$

Эта зависимость называется *формулой Погсона*.

Из формулы (3.3) следует, что интервалу в 5 звездных величин соответствует отношение освещенностей, равное 100, интервалу в 10 звездных величин — отношение освещенности 10^4 и т. д.

Видимая звездная величина Солнца $m_\odot = -26,58^m$, полной Луны $m_\zeta = -12,7^m$, ярчайшей звезды неба Сириуса $m_s = -1,5^m$. По формуле (3.3) находим, что при одинаковой высоте над горизонтом полная Луна освещает земную поверхность в 465 000 раз слабее Солнца, а также, что Солнце посылает на Землю в 10 000 000 000 раз больше энергии, чем Сириус.

Конечно, тот факт, что одни звезды имеют больший, другие — меньший блеск, еще не дает достаточной информации. Ведь одни звезды находятся дальше, другие ближе к наблюдателю. Вот почему для характеристики звезд была введена еще *абсолютная звездная величина* M . Такую звездную величину имела бы звезда, если бы она находилась на расстоянии 10 парсек (32,6 световых года). Мысленно передвигая звезды на это одинаковое от Земли расстояние, астрономы рассчитывают их абсолютные звездные величины. После этого нетрудно рассчитать и *светимость* звезды L — полное количество энергии, излучаемой в единицу времени со всей поверхности звезды.

Предположим, что расстояние до звезды (в парсеках) равно r , а ее видимая звездная величина m . Освещенность, которую звезда создает на поверхности Земли, равна E . Передвинем (мысленно) эту звезду на рас-

стояние $r_2 = 10$ парсеков. Тогда эта же звезда создаст на поверхности Земли освещенность E_2 , а ее абсолютная звездная величина будет равной M . Воспользовавшись формулой (3.2), находим, что

$$\frac{E}{E_2} = \frac{10^2}{r^2},$$

тогда как из формулы (3.3) следует

$$\frac{E}{E_2} = 2,512^{M-m}.$$

Объединяя два последних соотношения и логарифмируя, находим связь абсолютной величины M с видимой величиной m и расстоянием до звезды r (парсек) в виде

$$M = m + 5 - 5 \lg r. \quad (3.4)$$

Величина $m - M$ называется *модулем расстояния*.

Абсолютная звездная величина Солнца $M_\odot = 4,72^m$, его светимость $L_\odot = 3,86 \cdot 10^{33}$ эрг/с. Тогда связь светимости звезды с ее абсолютной звездной величиной следует из формулы (3.3), если в качестве звезды сравнения принять Солнце

$$L = L_\odot \cdot 10^{0,4(M_\odot - M)}. \quad (3.5)$$

Из записанных здесь соотношений следует, что такую важнейшую характеристику звезды, как ее светимость, можно установить лишь после того, как найдено расстояние до этой звезды. А это, как мы уже видели, очень трудная задача. Напомним, что тригонометрическим методом измерено немногим более 6500 параллакс. Дале в этой главе мы увидим, как можно определить расстояние до звезды путем анализа ее спектра. Здесь отметим, что таким методом определено расстояние около 30 000 звезд.

Излучение абсолютно черного тела. Астрофизика как часть астрономии возникла около 100 лет назад. Ее задачей было установить, при каком состоянии небесного тела (в частности, при какой температуре и плотности его внешних слоев) получится наблюдаемое распределение по энергиям излучаемых им фотонов. Другими словами, задачей астрофизики была интерпретация спектров небесных тел. И в этом ей очень помогло представление об абсолютно черном теле.

Абсолютно черное тело — это идеализация, которая в природе практически никогда не осуществляется.

Однако именно для него уже в начале нашего века была получена точная зависимость между интенсивностью излучения, испускаемого телом, и длиной волны. В качестве модели абсолютно черного тела приводят обычно полость камеры, заполненной излучением и нагретой до температуры T . Отверстие в этой камере и будет излучать как абсолютно черное тело.

По оптическим свойствам к абсолютно черному телу наиболее приближаются сажа и платиновая чернь. Способность абсолютно черного тела поглощать и переизлучать энергию можно проиллюстрировать на следующем примере. Частица сажи поглощает практически все видимое излучение, падающее на нее (точнее, около 95%). Но если бы это поглощение не было уравновешено собственным излучением частицы, то процесс нагревания происходил бы до бесконечно высоких температур, чего, конечно, нет. Можно поэтому сказать, что при некоторой температуре T устанавливается равновесие: частица поглощает излучение одних длин волн и излучает другие.

Сказанное здесь было сформулировано немецким физиком Густавом Кирхгофом в виде утверждения, получившего название *закона Кирхгофа: при термодинамическом равновесии отношение коэффициента излучения к коэффициенту поглощения равно интенсивности излучения и является функцией частоты и температуры и не зависит от природы тела*. Это отношение равно интенсивности излучения абсолютно черного тела, аналитическое выражение для которой было получено Максом Планком (1858—1947).

В 1900 г. Планк вывел формулу, по которой при заданной температуре абсолютно черного тела можно рассчитать величину интенсивности его излучения в зависимости от частоты ν . Эта формула имеет вид

$$I_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{стер} \cdot \text{Гц}}. \quad (3.6)$$

Здесь величина $k = 1,38 \cdot 10^{-16}$ эрг/град — постоянная Больцмана, $e = 2,718...$ — основание натуральных логарифмов. Как обычно, зависимость функции (в данном случае интенсивности излучения) от аргумента (здесь — от частоты или длины волны) будем обозначать двумя равноправными способами: в виде I_ν либо $I(\nu)$.

Интенсивность излучения часто измеряют также в расчете на единичный интервал длин волн. Например, можно принять, что интервал длин волн $\Delta\lambda = 1 \text{ Å}$ или $\Delta\lambda = 1 \text{ см}$. При этом учитывается, что частота $\nu = \frac{c}{\lambda}$,

так что $\Delta\nu = \frac{c}{\lambda^2} \Delta\lambda$. Поэтому при переходе от I_ν до I_λ уравнение (3.6) умножается на c/λ^2 .

В том случае, когда $h\nu/kT \ll 1$ (что имеет место при $\lambda \gg \frac{1,44}{T} \text{ см} \cdot \text{град}$), можно воспользоваться разложением в ряд

$$e^{\frac{h\nu}{kT}} \approx 1 + \frac{h\nu}{kT} + \dots$$

и вместо (3.6) получить формулу Рэлея — Джинса

$$I_\nu(T) = \frac{2k\nu^2}{c^2} T \quad (3.7)$$

или

$$I_\lambda(T) = \frac{2kc}{\lambda^4} T.$$

Из формулы Планка следует также, что больше всего энергии излучается в тех длинах волн, которые связаны с абсолютной температурой T соотношением

$$\lambda_m = \frac{0,29}{T} \text{ см}. \quad (3.8)$$

Это — закон смещения Вина. Для Солнца $T = 5807 \text{ К}$ и $\lambda_m = 5 \cdot 10^{-5} \text{ см} = 5000 \text{ Å}$, т. е. максимум излучения приходится на видимый свет. Для обыкновенной печки (или, например, той же нагретой пылинки сажи) при $T = 350 \text{ К}$ находим $\lambda_m = 8,26 \cdot 10^{-4} \text{ см} = 82600 \text{ Å} = 8,3 \text{ мкм}$. Это — далекая инфракрасная область.

В результате интегрирования интенсивностей, найденных по формуле Планка, по всем частотам от наименьшей ($\nu = 0$) до наибольшей ($\nu = \infty$), получают полное количество энергии, излучаемой телом с единицы поверхности за единицу времени

$$e = \pi I = \sigma T^4,$$

которое уже было записано нами в гл. 1 в виде формулы (1.6).

Сопоставление с наблюдениями. Без описанных здесь законов излучения черного тела об астрофизике не могло быть и речи. Посмотрим, насколько же

применимы эти законы к конкретным астрофизическим объектам, насколько хорошо они описывают распределение энергии в спектрах звезд. В качестве примера возьмем Солнце.

На рис. 37 приведено распределение энергии в спектре Солнца и кривые Планка, рассчитанные по формуле (3.6) для нескольких значений абсолютной температуры T . Видно, что ни одна из расчетных кривых не совпадает в точности с наблюдаемым распределением энергии в спектре Солнца, но в области длин

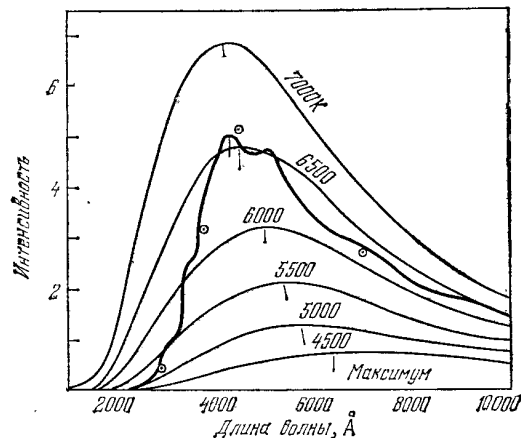


Рис. 37. Распределение энергии в спектре Солнца и кривые Планка

волн, больших 5000 Å, с некоторыми оговорками его можно отождествить с кривой, соответствующей температуре $T = 6500$ К. Эта температура называется *цветовой температурой* Солнца для данного спектрального участка. Аналогично вводится понятие цветовой температуры и для других небесных тел. Само название «цветовая температура» связано с тем, что источники, имеющие одинаковую зависимость в распределении интенсивности с длиной волны, имеют, с точки зрения наблюдателя, одинаковый цвет.

Современная астрофизика располагает методами, позволяющими измерить полное количество энергии ϵ , излучаемой единицей поверхности небесного тела за единицу времени. Поэтому температуру тела можно определить и по формуле (1.6). В этом случае она на-

вывается *эффективной температурой* тела

$$T_{\text{эф}} = \sqrt[4]{\frac{\epsilon}{\sigma}}, \quad (3.9)$$

где $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-5}$ эрг/(с·см²·К⁴).

Для Солнца количество энергии, излучаемой каждым квадратным сантиметром поверхности, получаемое из наблюдений, $\epsilon = \pi I = 6,41 \cdot 10^{10}$ эрг/см²·с и эффективная температура $T_{\text{эф}} = 5807 \text{ К} \pm 29 \text{ К}$.

Конечно, Солнце не излучает как абсолютно черное тело. И все же обе оценки дают довольно близкие значения его температуры. Вот почему элементы теории

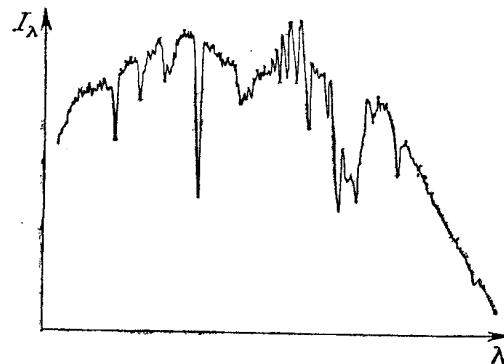


Рис. 38. Регистрограмма спектра звезды

излучения абсолютно черного тела и сейчас используются при изучении Солнца и звезд.

До сих пор, однако, речь шла о *непрерывном* спектре тела, причем отдельные «мелкие» его детали во внимание не принимались.

На самом же деле на кривой, описывающей распределение энергии в спектре небесного тела, имеются «провалы» — темные линии поглощения или же «горбы» — эмиссионные линии, т. е. линии излучения (рис. 38). Распределение энергии в спектре туманностей в ряде случаев вообще нельзя представить кривой такого типа. Все это отображает тот факт, что на самом-то деле наблюдаемое излучение — это сумма излучения миллиардов атомов, составляющих атмосферу Солнца или звезды. Отсюда следует, что для понимания физики процессов, происходящих в атмосферах

далеких небесных тел, необходимо хорошо знать свойства атомов — их способность излучать и поглощать кванты различных длин волн.

Физика излучающего газа

Потенциалы возбуждения и ионизации атомов. Одним из важнейших разделов современной физики является теория атомных спектров. Она использует сложный аппарат квантовой механики, поэтому рассказывать о свойствах излучающих атомов в целом очень трудно. Мы вынуждены ограничиться здесь лишь простейшим из атомов — атомом водорода. Но на его примере постараемся показать основные закономерности поведения атомов в условиях, типичных для звездных атмосфер.

Как известно, атом каждого химического элемента состоит из ядра и электронной оболочки, в свою очередь ядро состоит из протонов и нейтронов, причем количество электронов в оболочке атома равно числу протонов в его ядре. Отрыв электрона от атома (переход электрона из связанного состояния в свободное) называется *ионизацией* атома, присоединение электрона к ионизованному атому (переход из свободного состояния в связанное) — *рекомбинацией*. В первом случае атом поглощает энергию, которая и расходуется на отрыв электрона от ядра, во втором случае излучает.

Но даже находясь в связанном состоянии, электрон может поглощать определенные порции энергии и переходить на высшие энергетические уровни и, наоборот, излучать энергию при переходе на низшие уровни. Эти энергетические уровни атома пронумерованы числами $n = 1, 2, 3$ и т. д. Число электронов, которые могут одновременно занимать тот или другой уровень $g_n = 2n^2$, называется *статистическим весом* данного уровня. Уровень n , соответствующий наименьшей энергии электрона, называется *основным*, уровни $k \geq n + 1$ — *возбужденными*.

Величина энергии, необходимой для отрыва электрона с данного уровня n , называется *потенциалом ионизации*; она обозначается через χ_n . Величина энергии ϵ_{nk} , необходимая для перевода электрона из низшего уровня n на вышший k , называется *потенциалом возбуждения* этого уровня. Обычно в астрофизике потенциалы возбуждения ϵ_{nk} и ионизации χ_n измеряются

в электрон-вольтах, причем $1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}^*)$. Для атома водорода их численное значение можно найти по такой простой формуле:

$$\epsilon_{nk} = \chi_n - \chi_k = 13,56 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right) \text{ эВ.}$$

При $n = 1$ и $k = \infty$ находим потенциал ионизации водорода из основного уровня $\chi_1 = 13,56 \text{ эВ}$. Энергия, поглощаемая при переходе электрона с первого уровня на второй ($n = 1, k = 2$), равна $\epsilon_{12} = 10,12 \text{ эВ}$ и т. д. Соответствующие этим переходам длины волн находим по формуле

$$\frac{1}{\lambda} = \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right) \frac{1}{912 \text{ Å}}. \quad (3.10)$$

Спектральные серии. Переходы со всех вышележащих уровней на заданный образуют *серии* эмиссионных спектральных линий. Для водорода при $n = 1$ серия называется *главной*, или *серией Лаймана*, первая линия этой серии, соответствующая переходу со второго уровня на первый ($n = 1, k = 2$), — *резонансной*, ее длина равна $\lambda = 1216 \text{ Å}$. Переходы со всех вышележащих уровней на второй, третий и четвертый дают соответственно серии Бальмера, Пашена и Брэккетта. В сериях линии обозначаются греческими буквами α, β, γ и т. д. Например, линия L_α ($\lambda = 1216 \text{ Å}$) — резонансная линия водорода, так называемая линия Лайман-альфа, линия H_α ($\lambda = 6563 \text{ Å}$) — линия водорода, связанная с переходом электрона с третьего уровня на второй, и т. д.

Серия Лаймана находится в далекой ультрафиолетовой, серия Пашена — в инфракрасной части спектра. В видимой области спектра расположены лишь линии *серии Бальмера*: красная линия H_α ($\lambda = 6563 \text{ Å}$), голубая H_β ($\lambda = 4861 \text{ Å}$), две фиолетовые H_γ ($\lambda = 4340 \text{ Å}$) и H_δ ($\lambda = 4102 \text{ Å}$) остальные линии этой серии находятся в ультрафиолете. Переход с состояния $k = \infty$ на уровень n соответствует излучению в *непрерывном спектре* — в *континууме*. Бальмеровский континуум ($n = 2$) соответствует длинам волн $\lambda \leq 3646 \text{ Å}$, лаймановский — $\lambda \leq 912 \text{ Å}$.

Любопытно, что в некоторых случаях теория допускает переходы электронов из возбужденного состояния на ближайший ниже лежащий уровень с испусканием не

*) 1 эВ равен энергии, которую приобретает электрон при прохождении ускоряющей разности потенциалов в 1 вольт. Часто используется величина 1 килоэлектронвольт, или 1 кэВ = 1000 эВ.

одного, а двух квантов произвольной частоты, лишь бы (в соответствии с законом сохранения энергии) сумма их частот была равной частоте, соответствующей «обычному» переходу между упомянутыми уровнями. Именно таким путем, в частности, в атоме водорода электрон может переходить из уровня $n = 2$ на $n = 1$. Как показал А. Я. Киппер (СССР), такое *двухфотонное излучение* играет заметную роль в формировании непрерывного спектра газовых туманностей.

Из теоретического анализа, проведенного Дж. Вилдом (США) и Н. С. Кардашевым (СССР), следовало, что в межзвездной среде имеется относительно большое число атомов водорода, в которых «заселены» энергетические уровни с большими n . Ведь имеется определенная вероятность того, что после акта ионизации происходит рекомбинация электрона на каждый из уровней, в том числе и на уровни, скажем, $n = 50$ или $n = 100$. В дальнейшем атом «стремится» перейти в состояние меньшего возбуждения. И вот при этом, как оказалось, особенно эффективными (наиболее вероятными) являются переходы между двумя соседними уровнями, т. е. переходы электронов с верхних на ближайшие нижние уровни ($n + 1 \rightarrow n$). При $n \geq 27$ это соответствует излучению радиолиний с длиной волны $\lambda \geq 1$ мм.

Как и было предсказано, регистрация излучения водорода в этих линиях позволяет получать важные сведения о распределении водорода в Галактике, его температуре, скоростях и т. д.

Возможность побывать на 100-м уровне предоставляется электрону не всегда. Ведь радиус n -й орбиты (в планетарной модели атома, разработанной выдающимся датским физиком Нильсом Бором) электронной оболочки равен $r_n = 0,53 \times 10^{-8} n^2$ см. А это значит, что радиус 100-го уровня в 10 000 раз больше радиуса первого уровня. Что же касается перехода электрона в свободное состояние ($n = \infty$), то он вообще должен бы осуществляться на бесконечно большом расстоянии от ядра. Но таких «экзотических» условий атом, конечно, не имеет. Ведь рядом с ним находятся другие, подобные ему нейтральные и ионизованные частицы. Электрические поля, создаваемые ими, и давление приводят к «размазыванию» верхних энергетических уровней в атоме. В результате переход электрона в свободное состояние осуществляется не при $n = \infty$, а значительно

быстрее. «Критический» уровень, выше которого электрон «чувствует» себя «свободным», можно оценить по формуле Инглиса — Теллера

$$n_* = \frac{10^3}{N^{2/15}}.$$

Здесь N — концентрация атомов в 1 см^3 . В звездных атмосферах $N \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Таким образом, в данном случае «действующими» являются лишь первые 10 уровней. Однако в межзвездном пространстве при $N \approx 1 \text{ см}^{-3}$ находим $n_* \approx 1000$, т. е. переходы между уровнями $n = 101$ и $n = 100$ и т. д. действительно осуществляются.

Кроме того, нейтральный атом водорода способен излучать квант энергии, соответствующий так называемой «запрещенной» линии $\lambda \approx 21$ см. Об этом мы поговорим подробнее ниже.

В некоторых случаях (это относится, в частности, к процессам, происходящим в короне Солнца) процесс рекомбинации происходит следующим образом: столкнувшись с ионом, электрон может быть захвачен им без излучения энергии, при этом один из связанных электронов в ионе переходит в возбужденное состояние. В дальнейшем оба электрона переходят на основные уровни, вследствие чего интенсивности эмиссионных линий соответственно усиливаются. Этот процесс называется *дизлектронной рекомбинацией*. Для гелия при температуре $3 \cdot 10^5 \text{ К}$ вероятность дизлектронной рекомбинации в 100 раз больше, чем обычной. И после того как эти процессы дизлектронной рекомбинации были учтены, значение электронной температуры в короне, которое находят по степени ионизации составляющего ее вещества, пришлось удвоить. Это характерный пример того, как могут изменяться наши представления о физическом состоянии того или другого объекта при более детальном анализе всех возможных процессов, происходящих на его поверхности или в атмосфере.

Уравнение фотоэффекта. Выше мы молчаливо предполагали, что при переходе из связанного состояния в свободное (и наоборот) электрон поглощает (излучает) ровно столько энергии, сколько необходимо для его отрыва. На самом деле это не так. Поглощается энергия $h\nu$, величина которой лишь «снизу» ограничена значением потенциала ионизации χ_n . Другими словами, энергия фотона не может быть меньше потенциала иони-

зации, однако может быть больше его (в противном случае ионизации не будет). Закон сохранения энергии в данном случае записывается в виде *уравнения Эйнштейна для фотоэффекта*

$$h\nu = \chi_n + \frac{mv^2}{2}. \quad (3.11)$$

Здесь m и v — масса и скорость электрона, ставшего свободным.

Таким образом, часть энергии кванта превращается в кинетическую энергию электрона. И наоборот, если электрон, движущийся со скоростью v , рекомбинирует, то высвечивается квант $h\nu > \chi_n$. Это один из примеров того, как в космических условиях энергия может переходить из одного вида в другой, в данном случае лучистая энергия превращается в энергию кинетическую, энергию движения элементарных частиц. Сталкиваясь друг с другом, а также с нейтральными атомами, электроны передают им часть своей энергии. В конечном итоге первоначально холодный газ существенно нагревается, если только состояние ионизации поддерживается каким-то источником излучения ионизирующих квантов.

Подведем итог всему сказанному выше. Если в определенный момент времени произошла ионизация газа и этот газ далее рекомбинирует, то:

1. Электроны, движущиеся с различными скоростями, переходят из свободного состояния в связанное на все уровни. В результате газ высвечивает в непрерывном спектре за пределами серий. Для водорода это будет высвечивание в лаймановском (частоты больше χ_1/h), бальмеровском ($\nu \geq \chi_2/h$), пашеновском и других континуумах. В частности, кванты лаймановского континуума ($\lambda \leq 912 \text{ \AA}$) обозначаются буквой L_c .

2. Электроны переходят с высших уровней на низшие, причем энергия излучается в отдельных спектральных линиях (так называемые каскадные переходы вниз). Но таких переходов в каждой единице объема в 1 с будет тем больше, чем больше число предшествовавших им рекомбинаций, а это последнее прямо пропорционально произведению концентраций электронов N_e и протонов N_p . Если газ состоит из водорода, то $N_e = N_p$. Поэтому энергия, излученная столбиком однородного газа толщиной l , пропорциональна величине $ME = E_c l$, которую принято называть *мерой эмиссии*.

Конечно, в атмосфере звезды, в газовых туманностях и межзвездной среде, кроме водорода, присутствуют атомы других химических элементов. Они не только излучают «сами по себе», т. е. имеют свои серии спектральных линий, но в определенном смысле «мешают» друг другу излучать «ровно столько, сколько надлежит». Например, в газовых туманностях важную роль играют *процессы перезарядки* типа $Z^+ + H^0 \rightleftharpoons Z^0 + H^+$, $Z^{++} + H^0 \rightleftharpoons Z^+ + H^+$ и т. д., в результате которых электрон переходит из атома водорода (H^0) к одно- или двухкратно (и т. д.) ионизованным атомам, скажем, кислорода или азота (которые обозначены соответственно символами, в зависимости от того, сколько электронов потерял атом, Z^+ и Z^{++}) или наоборот. Тем самым создаются условия для усиления одних линий и ослабления других.

Если же излучение проходит через холодный нейтральный газ, последний будет поглощать именно те длины волн, которые излучаются им при рекомбинациях. Это обстоятельство лежит в основе спектрального анализа.

Временные масштабы релаксационных процессов. Релаксацией (от латинского *relaxatio* — ослабление) называется постепенный переход физической системы из неуравновешенного состояния, возникшего под воздействием внешних причин, в равновесное. Величина, характеризующая быстроту релаксации, называется *временем релаксации*. Это время, за которое тот или другой параметр системы (например, температура газа) уменьшается в e раз ($e = 2,718\ldots$ — основание натуральных логарифмов). К релаксационным можно отнести и процессы рекомбинации электронов после акта ионизации, и процессы перехода их с высших энергетических уровней на низшие.

Как же долго электрон может находиться в свободном состоянии? Ответ на этот вопрос получен следующим образом. В атомной физике введено понятие коэффициента рекомбинации на n -й уровень, численное значение которого зависит от температуры среды T . Коэффициент рекомбинации на *все* уровни $C(T) = C_1 + C_2 +$

$$+ \dots = \sum_{n=1}^{\infty} C_n. \text{ Для водорода теория дает}$$

$$C(T) \approx 4 \cdot 10^{-13} \left(\frac{10^4}{T} \right)^{1/2} \text{ см}^3/\text{с}. \quad (3.12)$$

Итак, если в момент времени $t = 0$ произошла мгновенная ионизация водорода, так что число свободных электронов в единице объема равно N_e , то за время

$$\tau_p = \frac{1}{C(T) N_e}$$

это число уменьшится в e раз. Величина τ_p и называется *характерным временем рекомбинации*.

Для водорода при типичных для астрофизики условиях (звездных атмосфер и газовых туманностей) $T \approx 10\,000$ К имеем $C(T) \approx 4,0 \cdot 10^{-13}$ см²/с. Из приведенной формулы находим, что при $N_e \approx 10^{14}$ см⁻³ $\tau_p \approx 0,025$ с. Из теории также следует, что примерно 40 % электронов рекомбинирует непосредственно на первый уровень и около 20 % — на второй.

Как долго может атом пребывать в возбужденном состоянии? Процессы перехода электронов из одного связанного состояния в другое описываются так называемыми вероятностями переходов. Вероятность самопроизвольного («спонтанного») перехода электрона сверху вниз с уровня k на уровень n за секунду обозначается через A_{kn} . Для атома водорода имеем $A_{21} = 4,7 \times 10^8$ с⁻¹, $A_{31} = 5,5 \cdot 10^7$ с⁻¹, $A_{32} = 4,4 \cdot 10^7$ с⁻¹, $A_{42} = 8,4 \cdot 10^6$ с⁻¹ и т. д. При $k \gg 1$ вероятность перехода с k -го уровня можно получить по формулам

$$A_{k1} = \frac{1,2 \cdot 10^{10}}{k^5} \text{ с}^{-1}, \quad A_{k(k-1)} = \frac{6 \cdot 10^9}{k^5} \text{ с}^{-1}.$$

Чтобы найти время пребывания атома в возбужденном состоянии, необходимо сначала рассчитать сумму вероятностей переходов на все нижние уровни

$$\Gamma_k = \sum_{n=1}^{k-1} A_{kn},$$

причем Γ_k называется постоянной затухания. Тогда τ_k — средняя продолжительность жизни атома в состоянии k оценивается выражением

$$\tau_k = \frac{1}{\Gamma_k}. \quad (3.13)$$

Так, средняя продолжительность пребывания электрона на уровне $n = 2$ $\tau_2 = A_{21}^{-1} = 2 \times 10^{-9}$ с, на уровне $n = 3$ $\tau_3 = (A_{31} + A_{32})^{-1} = 10^{-8}$ с. Время пребывания электрона на уровне $n = 100$ порядка 0,01 с.

«Запрещенные» линии. В некоторых случаях переход электрона в атоме из одного уровня на другой сопровождается излучением так называемой «запрещенной» линии. Вот типичный пример, являющийся особенно важным с астрофизической точки зрения.

Основной энергетический уровень атома водорода ($n = 1$) на самом деле состоит из двух подуровней. Если грубо представить себе протон и электрон как два

шарика (рис. 39), то верхний уровень — «а» соответствует случаю, когда оба они вращаются вокруг своих осей в одинаковом, нижний — «б» — в противоположном направлении. На языке квантовой механики говорят, что в первом случае *спины* протона и электрона параллельны, во втором случае — антипараллельны. Из каждых четырех атомов нейтрального водорода три находятся в состоянии «а» и один — в состоянии «б».

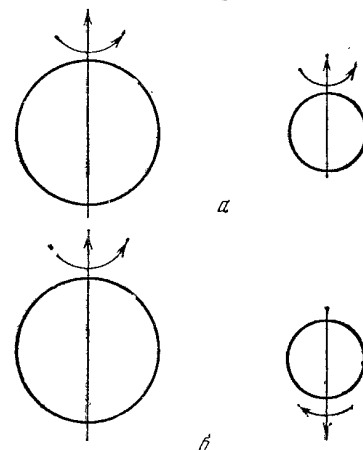


Рис. 39. При переходе атома водорода из состояния «а» в состояние «б» излучается квант с длиной волны 21 см

Если атом водорода, находящийся в состоянии «а», «предоставлен сам себе», то за время, примерно равное 11 млн. лет, он перейдет из него в состояние «б», излучив при этом порцию энергии — «запрещенную» линию 21,11 см ($\nu = 1420,4$ МГц). Вероятность этого процесса равна всего $A_{10} = 2,85 \cdot 10^{-15}$ с⁻¹. *Запрещенными* и были названы линии, для которых вероятности переходов очень малы.

Аналогичные запрещенные линии излучаются и другими атомами. Например, наиболее яркими эмиссионными линиями в спектрах газовых туманностей являются запрещенные линии, испускаемые дважды ионизованным атомом кислорода.

Заметим, что если при переходе с данного уровня «вниз» излучается только запрещенная линия, то такой уровень называется *метастабильным*.

Здесь возникает два вопроса: во-первых, почему запрещенные линии не наблюдаются в лаборатории и,

во-вторых, как возбуждаются метастабильные уровни? Дело в том, что переход атома в возбужденное состояние может происходить двумя путями: 1) атом поглощает квант света, соответствующий данному переходу, и 2) атом сталкивается с другой частицей (главным образом, с электроном), которая передает ему часть своей энергии. Такое столкновение двух частиц называется ударом первого рода.

Но таким же образом, столкнувшись с возбужденным атомом, частица (свободный электрон) может «спихнуть» его на более низкий уровень, увеличив соответственно свою кинетическую энергию. Это — удар второго рода.

Запрещенные линии и излучаются в тех условиях, когда плотность среды достаточно высока, чтобы происходило возбуждение метастабильных уровней ударами первого рода, но не слишком высока, чтобы время между двумя столкновениями частиц было больше времени пребывания атома в метастабильном состоянии. Такое разреженное состояние вещества (концентрация частиц $N < 10^6 \text{ см}^{-3}$) и существует в межзвездной среде, в газовых туманностях и солнечной короне. В лабораторных же условиях плотность газа обычно столь высока, что возбужденные метастабильные уровни атомов «гасятся» ударами второго рода.

Заметим, что в случае атома водорода обратный переход из состояния «б» в состояние «а» происходит при столкновении двух атомов, сопровождающемся взаимным обменом электронами.

Формула Больцмана. До сих пор мы говорили о нестационарном случае: о процессе мгновенной ионизации, после которой электроны рекомбинируют. Однако в условиях звездных атмосфер на протяжении многих миллионов лет поддерживается определенное стационарное состояние: число атомов, находящихся в основном или возбужденном состоянии, а также в состоянии ионизации, не меняется со временем. Это, конечно, не означает, что тот или другой конкретный атом находится в данном конкретном состоянии все это время, миллионы лет. Ведь спустя характерное время τ_k (или τ_p) электрон спонтанно переходит на более низкий энергетический уровень (рекомбинирует).

Обозначим переход атома из возбужденного состояния (В) в основное состояние (А) символом $B \rightarrow A$, переход из основного в возбужденное — $A \rightarrow B$. Стационарное состояние в звездных атмосферах достигается потому, что число переходов $B \rightarrow A$ в точности равно числу переходов $A \rightarrow B$. Такое состояние называется динамическим равновесием. В этом случае количество атомов (в расчете на единицу объема), в которых электроны находятся на n -м энергетическом уровне, определяется по формуле Больцмана. В простейшем случае атома водорода формула имеет вид

$$\frac{N_n}{N_1} = n^2 e^{-\frac{\chi_1 - \chi_n}{kT}}. \quad (3.14)$$

Здесь N_1 — число атомов, в которых электроны находятся на основном ($n = 1$) энергетическом уровне, k — постоянная Больцмана.

В частности, для второго уровня имеем

$$\frac{N_2}{N_1} = 4e^{-\frac{117\,900}{T}}.$$

Для солнечной атмосферы при температуре $T = 5700 \text{ К}$ находим $N_2 = 4,2 \cdot 10^{-9} N_1$. Другими словами, при заданной температуре водород практически полностью находится в основном состоянии.

Формула Саха. Аналогично сказанному выше обозначим через A и B соответственно нейтральное и ионизованное состояние атома. В стационарных звездных атмосферах количество прямых процессов $A \rightarrow B$ и обратных им $B \rightarrow A$ одинаково: число актов ионизации, происшедших за единицу времени в единичном объеме, в точности равно числу рекомбинаций, происшедших в нем за это же время. Исходя из этого условия, в статистической физике и выводится формула Саха. Если обозначить N^+ число ионов в 1 см^3 , то для водорода она имеет относительно простой вид:

$$N_e \frac{N^+}{N_H} = 2,24 \cdot 10^{15} T^{3/2} e^{-\frac{157\,200}{T}}. \quad (3.15)$$

Если газ состоит из чистого водорода, то $N_e = N^+$ — число свободных электронов равно числу ионизованных атомов — протонов. Здесь также N_H — число не ионизованных атомов. Очевидно, что полное число атомов в единице объема $N = N_H + N^+$. Пусть $x = \frac{N^+}{N}$ — степень ионизации водорода. Тогда формула (3.15) может

быть представлена в виде

$$\frac{x^2}{1-x} = \frac{2,24 \cdot 10^{15}}{N} T^{3/2} e^{-\frac{157200}{T}}.$$

Для солнечной атмосферы, при температуре $T = 5700$ К и концентрации атомов $N = 10^{16}$ см $^{-3}$ имеем $N^+ = 0,0004 N$. В данном случае водород практически не ионизован. Однако в более высоких слоях той же атмосферы, где $T = 6000^\circ$, а $N = 10^{11}$ см $^{-3}$, $N^+ = 0,2 N$, т. е. степень ионизации составляет уже около 20 %. Сравнивая результаты расчетов по формулам (3.14) и (3.15), приходим к выводу, что электрон «более охотно» переходит в свободное состояние, чем на возбужденный уровень.

Формула Максвелла. Из уравнения (3.11) следует, что частота кванта света, излученного, например, в бальмеровском континууме при рекомбинации электрона на второй уровень, определяется скоростью электрона, которой он обладал в свободном состоянии. Анализ показывает, что частицы газа, находящегося при заданной температуре T «в состоянии статистического равновесия», имеют различные скорости v — от равных нулю до самых больших. Формула, которой описывается распределение частиц (будь то электронный газ, атомы или молекулы) по скоростям, была получена английским физиком Дж. К. Максвеллом (1831—1879) еще в 1860 г. Если N — общее число частиц в единице объема, то число частиц, имеющих скорость от v до $v + dv$, равно

$$dN = 4\pi N \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} v^2 dv. \quad (3.16)$$

Из рис. 40 видно, сколь сильно зависит распределение частиц по скорости от температуры газа. Наибольшее число частиц движется со скоростью, отвечающей максимуму кривой распределения; эта скорость называется наивероятнейшей. Ее численное значение определяется по формуле

$$v = \sqrt{\frac{2kT}{m}}, \quad (3.17)$$

где k — постоянная Больцмана, $m = \mu m_H$ — масса атома, причем $m_H = 1,67 \cdot 10^{-24}$ г — масса атома водорода, а μ — молярная масса атома. Для нейтрального водорода $\mu = 1$ и при $T = 6000$ К наивероятнейшая скорость $v = 10$ км/с.

Отметим, что температура, входящая в формулу Максвелла, называется кинетической температурой частиц, а если под частицами подразумеваются электроны — электронной температурой. Температура, входящая в уравнение Больцмана, называется температурой возбуждения, а в формулу Саха — температурой ионизации. В каждое из этих уравнений температура входит как параметр, величину которого следует определить из

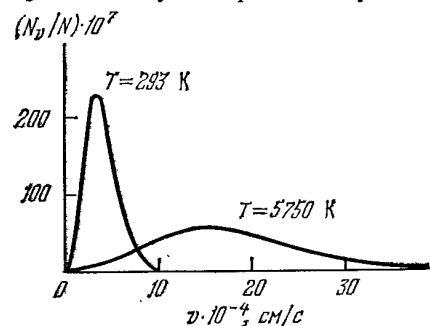


Рис. 40. Распределение частиц (атомов аргона) по скоростям при температурах 293 К и 5750 К. По оси абсцисс отложены скорости частиц газа, а по оси ординат — число частиц, имеющих такую скорость при заданной температуре

наблюдений. Такое состояние, когда все три эти параметра равны, в астрофизике называется *локальным термодинамическим равновесием*. Полное термодинамическое равновесие соответствует случаю, когда то же значение параметра T входит и в формулу Планка.

Формула Доплера. Длину волны, излучаемую при переходе электрона с одного уровня на другой, можно рассчитать по формуле (3.10). Но зафиксирует ли наблюдатель именно эту длину волны? Строго говоря, не всегда. Ведь сам излучающий атом движется в пространстве с определенной скоростью v . А ведь еще в 1842 г. австрийский физик и астроном Христиан Доплер (1803—1853) установил, что длина волны λ , принятой наблюдателем, связана с испускаемой источником длиной волны λ_0 соотношением

$$\lambda = \lambda_0 \left(1 + \frac{v_x}{c} \right), \quad (3.18)$$

где v_x — проекция скорости источника (в данном случае атома) на луч зрения. Этот сдвиг называется доплеровским смещением или *эффектом Доплера*.

Предположим, что атом движется с наименьшей скоростью $v_x = 10$ км/с. Тогда линия H_α , излученная атомом водорода, будет сдвинута в красную сторону (положительный знак скорости означает, что атом движется по направлению от наблюдателя) на $\Delta\lambda = 0,22 \text{ \AA}$.

Конечно, в процентном отношении это величина небольшая. И все же этот эффект очень существенный. Ведь наблюдаемая спектральная линия — это результат излучения многих атомов. Их различные скорости приводят в итоге к расширению спектральных линий. А изучение последнего и дает возможность делать определенные выводы о физическом состоянии излучающего газа.

В заключение отметим, что в астрофизике принято обозначать нейтральный атом римской цифрой I, однократно ионизованный атом — цифрой II и т. д. Например, HI — это нейтральный водород, HII — ионизованный водород, FeXXIV — атом железа, от которого оторвано 23 электрона и т. д.

Задача о переносе излучения

Уравнение переноса. Выше, на стр. 115 уже упоминалось, что каждый квадратный сантиметр солнечной поверхности излучает энергию $6,41 \cdot 10^{10}$ эрг за секунду, причем энергия одного фотона равна в среднем $4 \cdot 10^{-12}$ эрг. Можно подсчитать, что через каждый квадратный сантиметр солнечной поверхности за одну секунду переносится $1,6 \cdot 10^{22}$ фотонов! Именно величина этого потока и определяет поверхностную температуру Солнца, физическое состояние его атмосферы и т. д.

Об источнике этих фотонов — термоядерных реакциях — будем говорить позже. Сейчас обратим внимание лишь на следующее. «Первичный» фотон или квант света, возникающий в недрах Солнца (как и в недрах любой другой звезды), — это жесткий квант гамма-излучения, или γ -квант, с длиной волны порядка $0,001 \text{ \AA}$ и энергией порядка $2 \cdot 10^{-5}$ эрг (что примерно равно 10^4 кэВ). В процессе медленной диффузии этих квантов к поверхности звезды происходит постепенное «дробление» каждого из них на кванты меньших частот. Простой подсчет показывает, что из одного γ -кванта образуется несколько миллионов квантов види-

мого света с энергией каждого кванта в миллионы раз меньшей. Такое дробление квантов в звездных недрах происходит потому, что вещество, из которого состоит звезда, поглощает фотоны, переносящиеся из внутренних слоев, и снова переизлучает их, но уже в других, меньших частотах.

Подавляющее большинство звезд высвечивает энергию равномерно на протяжении многих миллионов лет. В такой звезде любой элемент газа, находящийся на произвольно взятом расстоянии от ее центра, за единицу времени теряет ровно столько энергии (обозначим ее E_-), сколько он ее получает (E_+) за то же время. В противном случае происходило бы остывание данного элемента газа или, наоборот, его разогрев. Равенство $E_- = E_+$ является условием *энергетического равновесия*.

В дальнейшем, при обсуждении вопросов строения оболочки Солнца, мы остановимся на так называемом конвективном механизме переноса энергии, т. е. переносе тепла непосредственным передвижением масс газа. Этот механизм играет важную роль в установлении теплового равновесия в отдельных областях звезды. Здесь мы будем говорить о переносе тепловой энергии именно путем переизлучения квантов. Поэтому в данном случае равенство $E_- = E_+$ называется еще и *условием лучистого равновесия*.

Процесс поглощения кванта света атомом можно представить себе как результат столкновения фотона с частицей, «оказавшейся» на его пути. В этом смысле каждый атом можно рассматривать как своеобразный «экран», преграждающий путь фотонам. Обычно эффективность столкновения двух частиц измеряется площадью сечения частицы $\sigma_a = \pi a_0^2$, где a_0 — ее радиус. Для атома водорода $a_0 \approx 0,53 \cdot 10^{-8}$ см и $\sigma_a \approx 10^{-16}$ см². Эта величина называется *эффективным сечением взаимодействия двух частиц*.

Эффективное сечение взаимодействия фотона с атомом — коэффициент поглощения k_ν , несколько меньше σ_a , к тому же, как мы увидим дальше, оно зависит от частоты поглощаемого при акте фотоионизации кванта. В центре спектральной линии $\sigma \approx 10^{-12}$ см².

Итак, для описания переноса лучистой энергии через среду вводится коэффициент поглощения в расчете на один атом k_ν , а также в расчете на единицу объема α_ν и на единицу массы κ_ν . Очевидно, что если вещество

состоит из атомов одного сорта, поглощающих энергию с одного уровня, то $\alpha_\nu = k_\nu N$ и $\kappa_\nu = \frac{\alpha_\nu}{\rho}$, где N — число поглощающих частиц в единице объема, ρ — плотность.

Вывод уравнения переноса излучения мы начнем здесь с более простого случая, когда среда поглощает

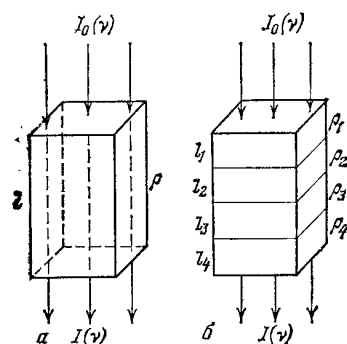


Рис. 41. Поглощение излучения при прохождении его через слой газа: а — однородная среда, б — неоднородная среда

лучистую энергию, но не переносит ее. Рассмотрим столбик газа с площадью 1 см^2 и длиной l (рис. 41, а). Пусть $I_0(\nu)$ — интенсивность излучения с частотой ν , падающего на верхнюю площадку этого объема. В процессе переноса квантов через данный объем часть их поглотится в этом объеме. Поэтому интенсивность излучения, прошедшего в среде путь длиной l , будет ослаблена на величину $dI(\nu)$; которая пропорциональна 1) величине начальной интенсивности $I_0(\nu)$, 2) числу

$$dI(\nu) = -I_0(\nu) N k_\nu l. \quad (3.19)$$

поглощающих частиц в единице объема N , 3) коэффициенту поглощения k_ν и 4) длине пути l :

$$I(\nu) = I_0(\nu) - I_0(\nu) N k_\nu l = I_0(1 - N k_\nu l).$$

Величину, стоящую в скобках, можно рассматривать как разложение в ряд экспоненты e^{-x} при малых значениях аргумента x : $e^{-x} \approx 1 - x$. Поэтому выражение для выходящей интенсивности можно записать также в виде

$$I(\nu) = I_0(\nu) e^{-\tau_\nu} \quad \text{или} \quad I(\lambda) = I_0(\lambda) e^{-\tau_\lambda}, \quad (3.20)$$

где величина $\tau_\nu = N k_\nu l$ называется *оптической толщиной* слоя. Зависимость ее (а также интенсивности I) от частоты ν обозначается двумя равноправными способами: $\tau(\nu)$ или τ_ν .

В астрофизике приходится решать задачи переноса излучения через среду, в которой плотность ρ ($\rho = Nm$,

где m — масса частицы) меняется от точки к точке. В этом случае оптическая толщина слоя является суммой оптических толщин более тонких слоев, в которых плотность можно предположить постоянной (см. рис. 41, б): $\tau = \tau_1 + \tau_2 + \dots$. Излучение, прошедшее слой толщиной τ_1 , будет ослаблено далее во втором слое и т. д. Нетрудно убедиться поэтому, что уравнение (3.20) верно и в случае неоднородной среды и при любых значениях τ , а не только при $\tau \ll 1$. Оптическая толщина τ является величиной безразмерной.

Из формулы (3.20) следует, что пройдя расстояние $\tau_\nu = N k_\nu l = 1$, интенсивность излучения уменьшается в e раз. Поэтому величину

$$l_\nu = \frac{1}{N k_\nu} \quad (3.21)$$

можно принять в качестве характерного масштаба — *длины пробега излучения* данной частоты ν .

В условиях звездных недр и атмосфер каждый фиксированный слой вещества не только поглощает, но и излучает в частоте ν определенное количество энергии. Поэтому при прохождении излучения через слой толщины dl оно будет, во-первых, ослаблено за счет поглощения и, во-вторых, усилено за счет излучения газа данного слоя. Величину энергии, излучаемой столбиком газа с площадью 1 см^2 и длиной dl , и следует прибавить в правую часть уравнения (3.19). При этом используется уже упоминавшийся на с. 112 закон Кирхгофа: отношение излучательной способности единицы массы газа к его поглотительной способности определяется формулой Планка (3.6). Здесь мы обозначим ее через $B_\nu(T)$.

Далее заметим, что в каждом конкретном случае звездной атмосферы имеется «привилегированное» направление «снизу — вверх», т. е. от центра звезды к ее поверхности. Удобно поэтому отсчитывать положение отрезка пути dl именно по отношению к этому направлению. Кроме того, в теории строения звездных атмосфер вводится понятие условной «поверхности» звезды, от которой по направлению к центру звезды отсчитывается геометрическая глубина h и оптическая толщина τ . На рис. 42 видно, что

$$dl = -\frac{dh}{\cos \theta}.$$

Если, наконец, ввести оптическую глубину $d\tau_v = -Nk_v dl$, то условие лучистого равновесия в конечном итоге записывается в виде

$$\cos \theta \frac{dl_v}{d\tau_v} = I_v - B_v. \quad (3.22)$$

Это есть так называемое *уравнение переноса* излучения, одно из важнейших в теоретической астрофизике. Его решение, которое находится методами высшей математики, показывает, как изменяется интенсивность излучения при переходе от одной оптической глубины к

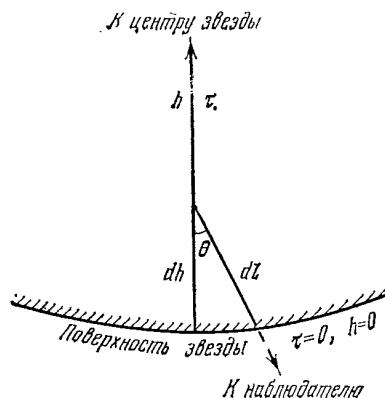


Рис. 42. При изучении переноса излучения в звездной атмосфере вместо произвольно ориентированного отрезка пути dl удобнее использовать отрезок глубины dh , измеренной по направлению к центру звезды

другой. Решение уравнения переноса в конечном итоге дает ответ на вопрос, как изменяется температура в зависимости от оптической глубины. И тот факт, что в данное решение входит именно оптическая, а не геометрическая глубина, придает ему большую общность, оно оказывается пригодным для всех звездных атмосфер. После того как решение найдено, для каждой конкретной звезды с данными значениями ее массы, радиуса и светимости

можно уже перейти к определению зависимости температуры от геометрической глубины в атмосфере. Решение уравнения переноса связано с огромными трудностями. Ведь интенсивность I_v является функцией расстояния до поверхности звезды, функцией частоты ν и угла θ , измеренного по отношению к направлению «снизу — вверх». Далее, функция B_v зависит от температуры. Последняя же увеличивается с глубиной по закону, который как раз и необходимо установить в результате решения уравнения переноса.

Очевидно, что в слое, расположенные выше данного фиксированного слоя, т. е. ближе к поверхности звезды, попадает все то излучение, для которого $0^\circ \leq \theta \leq$

$\leq 90^\circ$. Однако чем больше угол θ , тем меньше вклад интенсивности, вносимой в общий поток излучения. Именно на этом основании при решении уравнения переноса первоначально вводилась некоторая «средняя» интенсивность, соответствующая «среднему» значению функции косинус (обозначаемому далее чертой). Так, предполагалось, что $\overline{\cos \theta} = 1/2$ (приближение Шварцшильда — Шустера) или $\overline{\cos \theta} = 1/3$ (приближение Эддингтона). Позже С. Чандрасекар (США) разработал метод, по которому осреднение $\cos \theta$ происходит как бы в отдельности внутри каждого из n секторов, на которые разбивается весь интервал направлений по 0. Важный вклад в разработку методов решения уравнения переноса был внесен Э. А. Миллом (1896—1950) (Англия), В. А. Амбарцумяном и В. В. Соболевым (СССР).

Здесь мы запишем лишь два простейших следствия решения уравнения переноса. Заметим, что вначале удалось получить решение этого уравнения в предположении, что коэффициент поглощения вещества не зависит от частоты. Такое вещество было названо *серой материей*. Конечно, это предположение является слишком грубым. И все же полученные таким путем решения неплохо иллюстрируют выводы, следующие из уравнения переноса.

Прежде всего, это зависимость температуры от оптической глубины

$$T^4(\tau) = \frac{3}{4} T_{\text{эф}}^4 \left(\tau + \frac{1}{\sqrt{3}} \right). \quad (3.23)$$

Здесь $T_{\text{эф}}$ — эффективная температура звезды, которая согласно важнейшей формуле (3.9) определяется величиной потока излучения, выходящего на ее поверхность. Как следует из последней формулы, поверхностная температура звезды (достигаемая при $\tau = 0$) составляет $T_0 \approx 0,81 T_{\text{эф}}$. Температура, равная эффективной, достигается на оптической глубине $\tau \approx 0,64$.

Из уравнения переноса следует далее, что интенсивность излучения зависит от угла θ , т. е. она различна для различных направлений по отношению к нормали. Если говорить о большинстве далеких звезд, то эту зависимость заметить нельзя, так как мы наблюдаем осредненное излучение всего диска звезды. Но для Солнца (а также для затменных двойных звезд) этот эффект изучается достаточно подробно. Так, из теории

следует, что при приближении к краю диска Солнца (угол θ стремится к 90°) наблюдаемая интенсивность должна существенно уменьшаться. Этот вывод теории полностью подтверждается наблюдениями, эффект потемнения диска Солнца к краю хорошо заметен на фотографиях Солнца.

Причина этого явления понятна. На бесконечность из атмосферы выходят лишь кванты, образующиеся в тонком «поверхностном» слое, оптическая толщина которого порядка единицы. Однако чем больше угол θ , тем с меньшей оптической глубины (измеренной по нормали) приходят кванты света к наблюдателю (рис. 43). А ведь чем меньше оптическая глубина, тем меньше температура излучающего слоя!

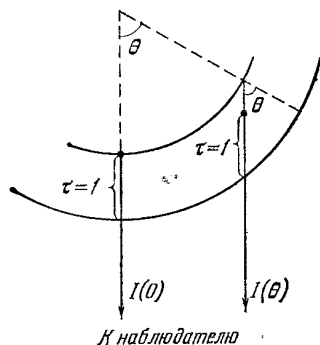


Рис. 43. На краю солнечного диска луч зрения проходит касательно к излучающим слоям. Оптической толщине $\tau = 1$ соответствует слой с меньшей температурой, поэтому яркость солнечного диска уменьшается к краю

Учет зависимости коэффициента поглощения от частоты показывает далее, что величина потемнения к краю диска существенно зависит также от того, на какой длине волны ведутся наблюдения. С уменьшением длины волны эффект потемнения к краю увеличивается, что также подтверждается наблюдениями.

Коэффициент поглощения. О свойствах вещества, из которого состоят звезды и, в частности, их атмосферы, поглощать излучение, стоит поговорить особо. Ведь не зная законов поглощения (скажем, точнее, не имея таблиц коэффициентов поглощения, рассчитанных для широкого интервала плотностей и температур), нельзя построить ни модель звездной атмосферы, ни модель звезды в целом, нельзя намечать пути звездной эволюции.

При выводе уравнения переноса мы предположили, что все поглощающие частицы являются атомами одного сорта. На самом же деле поглощающее вещество является смесью атомов многих химических элементов. Для каждого из них имеется свой собственный «набор»

потенциалов ионизации. Поэтому при заданных физических условиях различные химические элементы будут находиться в различных стадиях ионизации. Необходимо также учитывать поглощение энергии электронами при их переходах вблизи ионов (так называемые тормозные процессы), а также поглощение энергии в отдельных спектральных линиях. Все это при расчете суммарного коэффициента поглощения в расчете на единицу объема или на один грамм вещества надлежит учесть самым тщательным образом.

В астрофизике различают процессы истинного поглощения и рассеяния. *Истинным поглощением* называется такой процесс, при котором вся поглощаемая энергия превращается в тепловую энергию частиц. Например, в результате акта ионизации (фотопроцесса) поглощается квант $h\nu$, а освободившийся электрон получает энергию $mv^2/2$. Часть этой энергии в дальнейшем электрон передает другим частицам при столкновениях с ними. И если в дальнейшем этот электрон снова перейдет в связанное состояние (рекомбинирует), частота излученного кванта будет уже другой.

Поглощение в частотах спектральных линий называется селективным. Оно связано с переходами электронов с нижнего на верхний дискретный энергетический уровень данного атома. Такие процессы не являются истинным поглощением, а *рассеянием*: поглощенный квант тут же переизлучается, однако, направление его будет уже другим.

В атмосферах горячих звезд происходят, кроме того, процессы рассеяния излучения на свободных электронах. В данном случае преобразования лучистой энергии в тепловую (и наоборот) вообще не происходит. Рассеивающие частицы — свободные электроны — лишь изменяют направление движения падающих на них квантов.

Формулы, по которым можно рассчитать зависимость значения коэффициента поглощения от частоты ν падающего излучения, удалось получить с помощью квантовой механики лишь для простейшего случая — водородоподобного атома (H I, He II, Li III и т. д.). В остальных случаях коэффициент поглощения находится из эксперимента. В частности, коэффициент поглощения k_1 при фотоионизации электрона с основного уровня у предела лаймановской серии водорода равен $k_1(\nu) = 0,63 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$.

При относительно низких температурах, встречающихся во внешних слоях звезд, нейтральные атомы и молекулы могут присоединять добавочный электрон и образовывать отрицательные ионы, играющие важную роль в процессах поглощения. Так, еще в 1939 г. было обнаружено, что поглощение в атмосфере Солнца обусловлено в основном отрицательными ионами водорода H^- . Зависимость коэффициента поглощения для H^- от частоты нельзя записать в виде формулы, и его обычно представляют в табличном или графическом виде.

При решении многих задач строения звезд и звездных атмосфер используется объемный коэффициент поглощения α , усредненный по всем частотам. В частности, для чистого водорода при достаточно высоких температурах ($T \approx 100\,000$ К) и плотности $\rho \approx 10^{-6}$ г/см³ его можно рассчитать по такой приближенной формуле:

$$\alpha \approx 3 \cdot 10^{24} \frac{\rho^2}{T^{7/2}}. \quad (3.24)$$

Средний по спектру коэффициент поглощения, рассчитанный на единицу массы ($\kappa = \frac{\alpha}{\rho}$), принято называть *коэффициентом непрозрачности* вещества, а величину $l = \frac{1}{\alpha} = \frac{1}{\kappa \rho}$ — *длиной пробега «среднего» фотона*. Пройдя расстояние l , квант света поглощается и трансформируется в кванты других частот. Расчет показывает, что в глубоких недрах звезд величина l не превышает долей сантиметра. Поэтому время диффузии квантов к поверхности звезды, от ее центральных слоев измеряется миллионами лет.

Бальмеровский скачок. Если коэффициент поглощения α известен, то при заданной эффективной температуре звезды можно уже рассчитать интенсивность излучения, выходящего на поверхность звезды. Насколько хорошо такие расчеты согласуются с данными наблюдений?

На рис. 44 показано распределение энергии I_λ в непрерывном спектре звезды, рассчитанное для температуры $T = 10\,500$ К, (сплошная линия) и соответствующая той же температуре планковская кривая, описывающая излучение абсолютно черного тела (пунктирная линия). Так как коэффициент поглощения имеет наибольшее значение за пределом серии (и в дальнейшем с ростом частоты уменьшается пропорционально ν^{-3}),

то в этих длинах волн на поверхность выходят лишь кванты, излученные самыми наружными слоями звезды, где температура относительно мала. Поэтому сразу же за пределом каждой серии (участок DC) интенсивность излучения существенно меньше, чем до предела (участок AB). Особенно показателен в этом отношении

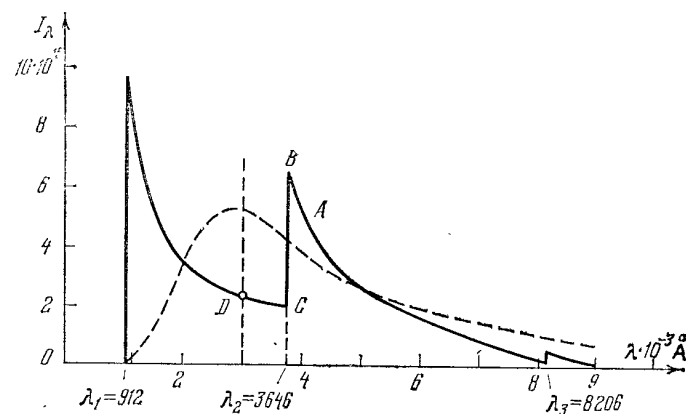


Рис. 44. Распределение энергии в непрерывном спектре звезды при температуре 10 500 К и соответствующая ей планковская кривая (прерывистая линия)

предел серии Бальмера, который хорошо доступен для наблюдений.

Обозначим интенсивность излучения в точке B через I_{3646+0} , интенсивность в точке C — I_{3646-0} . По формуле

$$D = \lg \frac{I_{3646-0} \text{ (интенсивность слева)}}{I_{3646+0} \text{ (интенсивность справа)}} \quad (3.25)$$

определяется *бальмеровский скачок*. Его численное значение существенно зависит от температуры звездной атмосферы. Так, при $T = 10\,500$ К $D = 0,49$, при $T = 15\,000$ К $D = 0,22$ и при $T = 20\,000$ К $D = 0,11$. Таким образом, величина бальмеровского скачка может служить (и является на самом деле) хорошим указателем величины температуры звездной атмосферы.

Профили спектральных линий

Эквивалентные ширины. У подавляющего большинства звезд на фоне непрерывного спектра наблюдается значительное число линий поглощения. Другими слова-

ми, в определенных длинах волн происходит существенное ослабление интенсивности непрерывного излучения (рис. 45, а). Причина этого явления понятна — кванты данной частоты ν_0 поглощаются атомами при переходах электронов из нижнего на верхний энергетический уровень. Спектральная линия образуется потому, что,

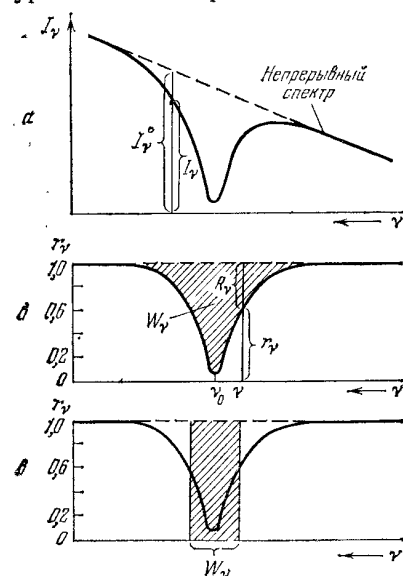


Рис. 45. Профиль и эквивалентная ширина спектральной линии

По рассчитанному значению r_ν и строится *профиль линии* (рис. 45, б). Наименьшее значение r_ν , достигаемое при $\nu = \nu_0$, называется *центральной остаточной интенсивностью*, а величина $R_\nu = 1 - r_\nu$ — *глубиной линии* в данной частоте внутри линии.

Внутренние части линии называются ее *ядром*, внешние — *крыльями линии*. Ширина линии, соответствующая половине ее центральной глубины ($1/2 R_\nu$), называется *полушириной* спектральной линии.

Но в близком соседстве с данной линией может быть еще несколько других. Поэтому интерполировать уровень непрерывного спектра для частоты ν_0 почти всегда бывает трудно. А ведь без этого нельзя определить ни остаточную интенсивность, ни глубину линии, ни ее полуширину. Поэтому в спектральном анализе

кроме частоты ν_0 , поглощаются и другие частоты, по величине близкие к ней.

Чтобы описывать распределение интенсивности в самой линии, удобно ввести понятие остаточной интенсивности. *Остаточной интенсивностью* r_ν называется отношение интенсивности I_ν , наблюдаемой в данной частоте ν , к интенсивности непрерывного спектра I_ν^0 , найденной интерполированием для этой же частоты,

$$r_\nu = \frac{I_\nu}{I_\nu^0}. \quad (3.26)$$

вводится еще одна, более надежная характеристика линии, — ее *эквивалентная ширина* W_ν , которой определяется величина полного поглощения энергии в линии. Эквивалентная ширина W_ν численно равна площади, ограниченной профилем линии, и измеряется в долях ангстрема. Из этого определения следует, что эквивалентная ширина является шириной такого прямоугольного участка спектра с нулевой остаточной интенсивностью, площадь которого равна площади, ограниченной профилем линии (рис. 45, в).

Задача о переносе излучения в линии. Спектральная линия образуется в результате поглощения лучистой энергии атомами в звездной атмосфере. Но является ли это поглощение истинным поглощением? Если бы это было так, то в солнечном спектре по мере перехода к краю диска глубина линии R_{ν_0} должна была бы все время уменьшаться, а на самом краю диска линия вообще должна бы исчезать — ведь на краю диска наблюдается лишь свечение самых внешних слоев солнечной фотосферы. Но этого как раз не наблюдается. Профили спектральных линий для края солнечного диска практически не отличаются от профилей тех же линий для центра диска. Отсюда следует вывод, что *образование линий в спектре происходит в результате рассеяния лучистой энергии*. Квант, идущий «снизу», из более глубоких слоев атмосферы, поглощается атомом и сразу же (время пребывания электрона на высшем энергетическом уровне уже было оценено ранее) перенезлучается. Но до поглощения квант двигался по направлению к наблюдателю. После поглощения он движется в произвольном направлении, а примерно в половине случаев — обратно в фотосферу.

В астрофизике различается рассеяние *когерентное*, когда частота перенезлученного кванта в точности равна частоте поглощаемого кванта (различны лишь направления их движения), и *некогерентное* рассеяние, когда частоты поглощаемых и перенезлучаемых квантов не совпадают.

Есть много причин некогерентности рассеяния в звездных атмосферах. Одна из них — движение поглощающих и излучающих атомов. Ведь компоненты скорости движущего атома будут различными по отношению к направлению движения поглощенного и перенезлученного квантов. Но в таком случае, в соответствии

с эффектом Доплера, и частоты поглощаемых и излучаемых квантов будут различными.

В настоящее время теория некогерентного рассеяния уже построена. В СССР важные результаты в ее разработке были получены В. В. Ивановым. Излишне говорить, что в целом эта теория очень сложна.

К счастью, оказалось, что различия между профилями линий в случае когерентного и некогерентного рассеяний относительно невелики. Поэтому ряд важных выводов о физических условиях в атмосферах звезд, вытекающих из анализа профилей спектральных линий, делают в предположении о когерентности рассеяния.

Уширение спектральных линий. Из классической электродинамики (части теоретической физики, которая исследует движение электрических зарядов) следует, что ширина спектральной линии должна быть порядка 0,0001 Å. Это так называемая естественная ширина линии. На самом же деле она в тысячи раз больше. Почему?

Ответ на этот вопрос можно сформулировать так. Расширение спектральных линий обусловлено, во-первых, тепловым движением атомов и, во-вторых, — размытостью самих энергетических уровней.

Рассмотрим эти эффекты подробнее. Из нижней фотосферы к наблюдателю направлен поток квантов всех частот, в том числе и частоты ν_0 , соответствующей переходу из i -го в n -е состояние определенного атома (предположим, водорода). На пути этих квантов находятся атомы, движущиеся хаотически с различными скоростями в соответствии с формулой Максвелла (3.16).

Если атом движется к наблюдателю (по направлению потока квантов), то при переходе электрона с i -го уровня на n -й поглощается квант с частотой $\nu = \nu_0 + \frac{v}{c} \nu_0$. Если же атом движется от наблюдателя, погло-

щается частота $\nu = \nu_0 - \frac{v}{c} \nu_0$. Частоту ν_0 поглощают лишь атомы, которые в данный момент неподвижны или же движутся перпендикулярно к потоку квантов.

Наибольшее число атомов движется с уже упоминавшейся наивероятнейшей скоростью (3.17), причем направление этого движения произвольно. Соответствующее этой скорости смещение

$$\nu - \nu_0 = \Delta \nu_D = \frac{\nu_0}{c} v = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m}} \quad (3.27)$$

или, в длинах волн

$$\lambda - \lambda_0 = \Delta \lambda_D = \frac{\lambda_0}{c} v = \frac{\lambda_0}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m}},$$

называется *доплеровской шириной спектральной линии*. Именно его величина и определяет форму центральной части спектральной линии.

Выше мы уже записали выражение для среднего времени пребывания кванта в возбужденном состоянии τ_k (3.13). Одним из основных выводов квантовой механики является *соотношение неопределенности*

$$\Delta E \tau_k \approx \frac{h}{2\pi},$$

из которого следует, что чем меньше среднее время пребывания электрона на данном возбужденном уровне, тем больше размытость этого уровня ΔE . Из-за размытости уровней поглощается не только частота ν_0 , но и частоты $\nu < \nu_0$ и $\nu > \nu_0$.

Уширение энергетических уровней усиливается еще за счет столкновения поглощающих атомов с окружающими их частицами (так называемый *эффект давления*). Оба эти эффекта должным образом учитываются в коэффициенте селективного поглощения.

Читатель, вероятно, уже заметил, что мы все оттягиваем запись выражения для коэффициента селективного поглощения s_ν . Дело в том, что простой формулы для коэффициента s_ν нет. Как показали расчеты, ядро линии образуется в основном за счет эффекта Доплера, тогда как крылья линии — за счет эффектов затухания.

В первом случае $s_\nu \sim e^{-\left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta \nu_D}\right)^2}$, во втором — $s_\nu \sim \frac{1}{(\nu - \nu_0)^2}$.

Величина коэффициента поглощения s_ν будет различной для различных глубин, на которых находятся поглощающие атомы. В частности, с глубиной в атмосфере звезды изменяется $\Delta \nu_D$, так как $v \sim \sqrt{T}$. Можно, как оказалось, все же принять некоторые «средние» значения параметров атмосферы звезды. В результате оптическая толщина слоя, в котором образуются спектральные линии, будет равной

$$\tau_\nu^0 = s_\nu \mathfrak{N}_i. \quad (3.28)$$

Здесь через N_i обозначено число атомов данного сорта, находящихся в столбе с основанием 1 см^2 и высотой, равной высоте слоя, в котором образуются спектральные линии. На рис. 46 показано, как изменяется вид профиля спектральной линии в зависимости от полного числа поглощающих частиц. Так, если N_i относительно небольшое, профиль линии определяется эффектом Доплера, при больших N_i — затуханием.

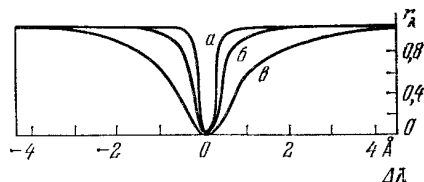


Рис. 46. Зависимость формы профиля спектральной линии от полного числа поглощающих частиц: а — $N = 10^{14}$, б — $N = 10^{15}$, в — $N = 10^{16} \text{ см}^{-2}$

Кривая роста. Как уже отмечалось, важную информацию о химическом составе и физическом состоянии звездных атмосфер можно получить из анализа эквивалентных ширин линий. Обычно зависимость эквивалентной ширины W_λ от оптической толщины в ее центре $X_0 = \tau_{\nu_0}^\sigma$ изображается в виде *кривой роста*. Теоретический анализ показывает, что при малых значениях оптической толщины эквивалентная ширина прямо пропорциональна самой величине X_0 ($W_\lambda \sim X_0$), т. е. пропорциональна числу поглощающих частиц. С ростом N_i характер этой зависимости существенно изменяется. В некотором интервале оптических толщин $W_\lambda \sim \sqrt{\ln X_0}$, при еще больших X_0 имеем $W_\lambda \sim \sqrt{\delta_{ik} X_0}$. Именно в последнем случае, когда концентрация частиц достигает значительных размеров, эквивалентная ширина линии зависит также и от параметра $\delta_{ik} = \frac{1}{4\pi} (\Gamma_i + \Gamma_k + \Gamma_c)$, где Γ_i и Γ_k — уже упомянутые раньше постоянные затухания i -го и k -го уровней, а $\Gamma_c = \frac{2}{\tau_c}$, причем τ_c — среднее время, протекающее между двумя столкновениями частиц.

Зависимость эквивалентной ширины W_λ от оптической толщины в центре линии X_0 — кривая роста — показана на рис. 47, причем через Z обозначена величина $Z = 4\pi \frac{\delta_{ik}}{\Delta\nu_D}$.

Итак, с помощью телескопа и спектрографа наблюдатель получает спектрограмму определенной звезды и измеряет эквивалентные ширины отдельных линий, принадлежащих определенному атому. По этим данным строится эмпирическая кривая роста, сопоставление

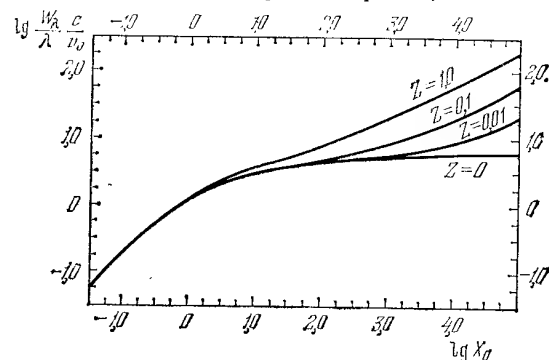


Рис. 47. Зависимость эквивалентной ширины спектральной линии W_λ от оптической толщины в центре линии X_0 при различных значениях параметра Z

которой с теоретической позволяет определить как число поглощающих атомов, так и основные параметры звездной атмосферы.

Многообразие звездных спектров

Материальное единство мира. Выдающийся древнегреческий философ Аристотель утверждал, что звезды состоят из неземного, пятого элемента, — «эфира». Казалось, что-либо конкретное о небесных светилах и в самом деле нельзя будет узнать...

Однако загадкам далеких звездных миров не суждено было «навсегда оставаться тайной для смертного». Многие из них уже успешно разгаданы именно с помощью методов спектрального анализа.

Одной из важнейших задач астрофизики было изучение химического состава звездных атмосфер. Ведь зная его, можно делать определенные выводы не только о процессах, происходящих в недрах той или другой звезды, но и о путях развития звезд вообще.

Изучение химического состава звездных атмосфер ведется сегодня двумя методами: построением кривых роста и детальным исследованием самих профилей

спектральных линий. Оба они позволяют оценить величину N_i — общее число поглощающих атомов данного элемента, находящихся в i -м состоянии в слое, толщина которого для всех линий принимается одинаковой. Общее же число всех атомов этого же элемента находят либо путем исследования спектральных линий атома во

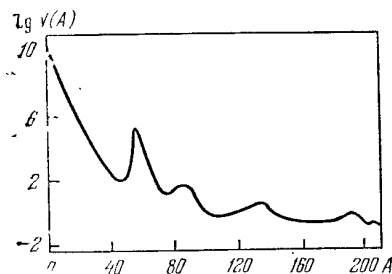


Рис. 48. Относительная распространенность химических элементов во Вселенной (по горизонтали — относительная атомная масса A , по вертикали — логарифм относительной концентрации частиц в единице объема)

ступные для наблюдений миры далеких звезд и галактик, состоят из одних и тех же химических элементов. Уместно еще раз вспомнить, что второй по распространенности во Вселенной элемент — гелий — был обнаружен сначала (в 1868 г.) в спектре Солнца и лишь спустя 27 лет — на Земле!

Из сказанного, конечно, не следует, что все звезды имеют один и тот же химический состав. Наоборот, оказалось, что у многих звезд имеется недостаток одних химических элементов или же значительный избыток других. Такое многообразие химического состава звездных атмосфер отображает их прошлое, свидетельствует о сложных механизмах превращения одних химических элементов в другие.

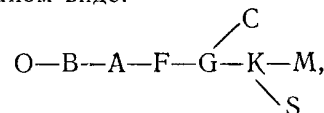
Спектральная классификация звезд. Как уже отмечалось, первую попытку изучения солнечного спектра предпринял еще в 1814 году И. Фраунгофер. Фраунгофер для некоторых сильных спектральных линий ввел буквенные обозначения, которые сохранились до сих пор. В частности, самые сильные в спектре Солнца и многих звезд линии $\lambda = 3968 \text{ \AA}$ и $\lambda = 3934 \text{ \AA}$, при-

надлежащие ионизованному кальцию CaII , обозначены буквами H и K. Линии NaI $\lambda = 5896 \text{ \AA}$ и $\lambda = 5890 \text{ \AA}$ (натриевый дублет) обозначены соответственно D_1 и D_2 . Линии серии Бальмера H_α , H_β , H_γ и H_δ имеют еще обозначения C, F, G'_u , h_u и т. п.

Со временем было установлено, что спектры различных звезд не похожи друг на друга. И раньше, чем задумываться над причиной этого явления, необходимо было провести исследование спектров по возможности большего числа звезд и каким-то образом их систематизировать. С 1885 г. начаты систематические фотографические исследования звезд на всем небе для составления большого каталога их спектров. Итогом этой большой работы является каталог Генри Дрепера (сокращенное название HD), вышедший в свет в 9 томах в 1918—1924 гг. и содержащий классификацию спектров 225 330 звезд.

Так называемая *Гарвардская классификация* звезд, принятая в каталоге Дрепера, с небольшими изменениями сохранилась до сих пор. Это известная последовательность спектральных классов O, B, A, F, G, K, M, C, S, для запоминания которой придуманы шуточные фразы типа «Один Бритый Англичанин Финики Жевал Как Морковь» или «Oh, Be A Fine Girl Kiss Me» (ее перевод с английского предоставляем сделать самому читателю).

Сегодня спектральная последовательность звезд представляется в таком виде:



причем внутри каждого класса введено подразделение на 10 подклассов (например: A0, A1, A2, A3, ..., A9, F0, ...).

Подклассы начинаются от O3. Позже в классах O, B пришлось ввести еще более мелкие подразделы: O5,5; ... O6,5; ... O9,5; O9,6; O9,7; ... B0,2; ... B0,5. Условно принято называть каждый последующий класс более поздним по отношению к предыдущему.

Физические основы спектральной классификации. Основным критерием спектральной классификации является интенсивность атомных спектральных линий и молекулярных полос (рис. 49). Так, для спектров звезд

класса О характерно наличие линий ионизованного гелия He II и сильно ионизованных атомов азота, углерода, кислорода и кремния. По цвету эти звезды голубые.

В спектрах голубовато-белых звезд класса В в обилии линии нейтрального гелия, а также азота, углерода, кислорода и кремния, но уже в более низких стадиях ионизации. Хорошо заметны линии водорода.

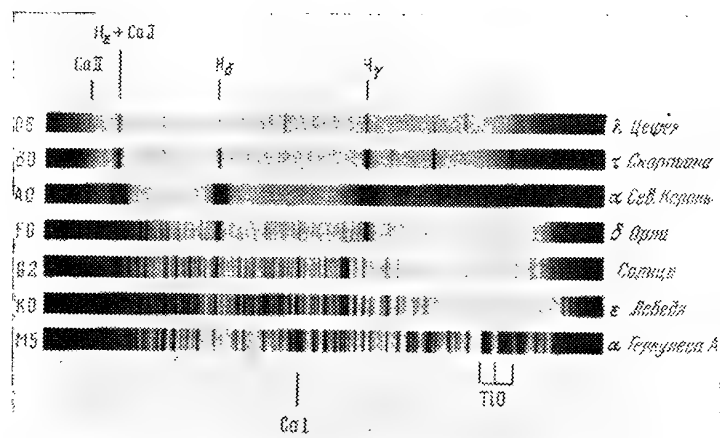


Рис. 49. Спектры звезд различных классов

В спектрах звезд класса А (белые звезды) наиболее интенсивными являются линии водорода, тогда как линии гелия исчезают.

Класс F — желтовато-белые звезды. Кроме интенсивных водородных линий в спектре видны также многочисленные линии металлов.

Класс G — желтые звезды, подобные Солнцу (которое относится к подклассу G2). Главными в их спектрах являются уже не водородные линии, а линии металлов.

Оранжевые звезды принадлежат к классу K. В их спектрах особенно выделяются линии H и K ионизованного кальция Ca II и так называемая полоса G (λ от 4305 Å до 4315 Å), которая образуется при слиянии нескольких линий железа Fe I и ионизованного титана Ti II. В классе K5 появляются полосы поглощения молекулы окиси титана TiO.

К классу M принадлежат красноватые звезды с полосатым спектром, в котором особенно выделяются полосы TiO.

Разветвление спектральной последовательности связано со следующим: звезды класса C имеют в общем спектр такой же, как и звезды класса G5—K5. Однако в них, как бы дополнительно, сильно заметны полосы поглощения, принадлежащие молекулам углерода C₂ и циана CN. Эти звезды часто называют углеродными.

Аналогично, спектры звезд класса S отличаются от звезд класса M наличием полос окисей редких земель — циркония, иттрия и лантана.

Очевидно, что в целом спектральная последовательность говорит не о неоднородности химического состава звездных атмосфер, а об их температуре, величина которой определяет степень ионизации газа атмосферы. Подтверждением этому является изменение цвета звезды при переходе от одного спектрального класса к другому.

Однако и в спектрах нескольких, взятых наугад, звезд одного и того же спектрального класса все же бывают заметны некоторые различия. Они-то и позволяют установить, кем является данная звезда — небольшим карликом или же внушительным сверхгигантом. Дело в том, что плотности в атмосферах звезд-карликов (к ним относится и наше Солнце) значительно больше, чем плотности атмосфер звезд-гигантов и сверхгигантов. Но ведь из формулы Саха (3.15) следует, что степень ионизации зависит не только от температуры, но и от плотности среды (концентрации частиц N). Поэтому, при одной и той же температуре в атмосферах звезд-гигантов степень ионизации будет выше, чем в атмосферах карликов. Другими словами, при одинаковой цветовой температуре звезда-гигант будет принадлежать к более раннему спектральному подклассу, чем карлик. И наоборот, при одинаковых спектральных характеристиках гиганты отличаются от карликов цветовой температурой: карлики несколько горячее гигантов.

Но что наиболее важно — для некоторых химических элементов процессы возбуждения и ионизации более чувствительны к изменению плотности, чем температуры. Это позволяет астроному, сравнивая, в частности, эквивалентные ширины отдельных линий, установить, является ли звезда карликом или гигантом, т. е. определить ее абсолютную звездную величину M .

Далее, определив ее видимую величину m , нетрудно по формуле (3.4) найти расстояние до данной звезды. В этом и заключается сущность метода *спектральных параллаксов*.

Большой неожиданностью явилось обнаружение с помощью орбитальной обсерватории «Эйнштейн» (США, 1978) мощного рентгеновского излучения от звезд с температурами от 3000 до 40 000 К (традиционные теории предсказывали его наличие лишь у звезд классов F и G). Как полагают, теоретикам придется

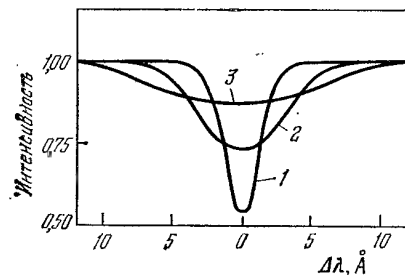


Рис. 50. Изменение формы профиля спектральной линии в зависимости от экваториальной скорости вращения звезды: 1 — $v = 0$, 2 — $v = 250$ км/с, 3 — $v = 500$ км/с

кардинально пересмотреть существующие теории звездных атмосфер...
Эффекты вращения и турбулентности. Различия в спектрах двух звезд одного класса могут быть связаны не только с плотностью (числом частиц N) в атмосфере звезды, но и с разными скоростями их вращения вокруг собственной оси, а также с присутствием в атмосфере звезды мощных турбулентных движений. В первом случае, с точки зрения земного наблюдателя, разные места диска звезды имеют различную скорость по лучу зрения. В соответствии с формулой Доплера (3.18), за счет приближения одной половины диска и удаления другой происходит расширение спектральной линии (рис. 50). Но так как общее поглощение в ней не изменяется, то эквивалентная ширина линии не зависит от скорости вращения звезды, поэтому линия становится широкой и неглубокой. В случае быстро вращающейся звезды линия вообще может стать незаметной на фоне непрерывного спектра.

Анализ профилей линий, наблюдаемых в спектрах звезд различных спектральных классов, привел к выводу, что звезды ранних спектральных классов (O5—F5) вращаются вокруг оси со скоростями, достигающими 300 км/с, тогда как звезды поздних классов — медленно: величины их экваториальных скоростей на порядок меньше.

Доплеровское расширение спектральных линий может быть связано и с хаотическими (турбулентными) движениями больших газовых масс в атмосферах звезд. В данном случае расширение спектральных линий не зависит от атомной массы химического элемента, производящего линию, а сказывается одинаково на всех спектральных линиях. Наблюдения показывают, что скорости движения вещества в атмосферах звезд-сверхгигантов достигают 30 км/с.

Нетепловые механизмы излучения

Главной задачей астрофизики является объяснение спектров небесных тел. И пока речь шла о спектрах звезд, то она успешно справлялась с этой задачей. Исходным при этом было предположение, что наблюдаемое излучение звезд генерируется тепловыми механизмами — переходами электронов в поле атомных ядер.

Заметим, что излучение называется *тепловым*, если распределение излучающих электронов по скоростям описывается формулой Максвелла (3.16). Однако до сих пор мы говорили лишь о том, что свободный электрон излучает электромагнитные волны, если он проходит вблизи иона. Последний как бы «дергает» излучающий электрон, притягивая его к себе, искривляя его траекторию. Но, как оказалось, вовсе не обязательно, чтобы в качестве этого возмущающего фактора выступала другая частица (ион). Главное в том, чтобы электрон «дергался», искривлял свою траекторию. Именно при этом он всегда и будет излучать электромагнитные волны. Таким возмущающим фактором может быть, например, магнитное поле или же другая волна (электромагнитная, плазменная и т. д.). И опять-таки, если электроны распределены по скоростям в соответствии с формулой Максвелла, в любом случае излучение будет тепловым.

В наших рассуждениях уже сделан следующий шаг: вместо иона «подставлен» другой возмущающий фактор, например, магнитное поле. Сделаем еще один шаг: предположим, что распределение электронов по скоростям не подчиняется формуле Максвелла. В этом случае возникнет то, что принято называть *нетепловым излучением*.

Природа «распорядилась» так, что до последнего времени в оптическом диапазоне наблюдалось исключительно тепловое излучение небесных тел. И лишь при наблюдениях Вселенной в радиодиапазоне оказалось, что значительная часть космического радиоизлучения (в том числе большинства точечных радиоисточников) имеет нетепловой характер.

Вот конкретный пример. Оптическими методами было установлено, что температура ионизованного водорода в межзвездном пространстве T примерно равна 10 000 К. Можно показать, что если бы оптическая толщина излучающей среды была бесконечно велика, то в радиодиапазоне она должна бы излучать в соответствии с формулой Рэлея — Джинса (3.7). Ведь энергия кванта с длиной волны $\lambda = 1$ м ($\nu = 300$ МГц $= 3 \cdot 10^8$ с $^{-1}$) равна всего $\epsilon = h\nu \approx 2 \cdot 10^{-18}$ эрг. И если даже температура межзвездной среды $T \approx 10^4$ К, то $kT = 1,38 \cdot 10^{12}$, и таким образом, действительно имеем $h\nu/kT \ll 1$ — условие применимости формулы Рэлея — Джинса. В данном случае интенсивность излучения I_ν пропорциональна $\nu^2 T$.

Если же оптическая толщина излучающей среды конечна или мала, то интенсивность ее излучения более слабо зависит от частоты. В пределе при $\tau_\nu \ll 1$ при заданном значении T имеем $I_\nu = \text{const}$.

А что же дало сравнение теории с наблюдениями? На основании данных о космическом радиоизлучении И. С. Шкловский (1916—1985) (СССР) в 1952 г. пришел к выводу, что источники галактического излучения можно разделить («в первом приближении») на две составляющие — «плоскую» и «сферическую». Интенсивность радиоизлучения плоской составляющей не меняется ($I_\nu = \text{const}$) в широком интервале частот. Для сферической составляющей $I_\nu \sim \nu^{-0,82}$. Итак, первое соответствует упомянутому выше тепловому излучению газа. «Подогнать» же наблюдения к законам абсолютно черного тела во втором случае никак нельзя. Излучение сферической составляющей Галактики является нетепловым излучением. В данном случае мы имеем дело с *синхротронным излучением* — излучением релятивистских электронов, движущихся в межзвездных магнитных полях. Здесь мы перечислим коротко некоторые типы нетеплового излучения.

1. Синхротронное излучение. Важными «действующими лицами» в данном случае являются релятивист-

ские электроны — электроны, движущиеся со скоростями, близкими к скорости света. Как известно, энергия E релятивистской частицы связана с ее скоростью v соотношением

$$E = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad (3.29)$$

где m_0 — масса покоя частицы. Для релятивистских частиц $v \approx c$ и поэтому $E \gg m_0 c^2$.

Сегодня еще трудно сказать, каким образом в окружающей нас Вселенной происходит ускорение частиц до столь больших энергий. Но то, что такие частицы на самом деле существуют, не вызывает никаких сомнений, этому имеются многочисленные доказательства. Одно из них — непосредственная регистрация космических лучей — потока частиц больших энергий (атомных ядер), приходящих к Земле из космического пространства.

Теоретический анализ показал, что релятивистские частицы, и прежде всего релятивистские электроны, могут генерировать мощное электромагнитное излучение. Какова же зависимость интенсивности этого излучения от частоты? Оказалось, что решающим фактором здесь является распределение релятивистских частиц по энергиям.

Мы уже неоднократно отмечали, что распределение тепловых частиц по скоростям описывается формулой Максвелла (3.16). Релятивистские частицы этому закону не подчиняются. По многочисленным наблюдениям сделан вывод, что функцию их распределения по энергиям можно приближенно записать так:

$$dN(E) = \frac{K}{E^\gamma}, \quad (3.30)$$

причем K — некоторая постоянная, величина которой устанавливается сопоставлением теории с наблюдениями. Параметр γ называется показателем спектра релятивистских электронов. Далее мы убедимся, что $\gamma \approx 2,6$.

При работе с мощными ускорителями частиц физики заметили, что электроны, ускоренные в синхротроне, светятся — излучают видимые глазом электромагнитные волны. Такое излучение и было названо *синхротронным*. Теоретический анализ показал, что электрон, имеющий энергию E и движущийся поперек магнитного

поля с напряженностью H (точнее, вращающийся вокруг магнитных силовых линий с частотой $m_e c^2/E$), излучает электромагнитные волны в широком интервале частот. Максимум этого излучения приходится на частоту $\nu = 5 \cdot 10^6 H E^2 \text{ с}^{-1}$, где H измеряется в эрстедах.

В космических условиях излучает не один, а большое число релятивистских электронов. И если они распределены по энергиям в соответствии с формулой (3.30), то интенсивность их излучения I_ν связана с напряженностью магнитного поля H и частотой ν зависимостью

$$I_\nu = \text{const} \cdot H^{\frac{\nu+1}{2}} \nu^{-\frac{\nu-1}{2}}. \quad (3.31)$$

Для радиоизлучения сферической составляющей Галактики I_ν пропорционально $\nu^{-0.82}$. Отсюда находим, что $\gamma = 2,6$.

В случае, если электроны движутся со скоростями, значительно меньшими скорости света, возникает *циклотронное* излучение. Угловая (гирочастотная) скорость вращения электронов вокруг магнитных силовых линий $\omega_H = \frac{eH}{m_e c}$, где e — заряд электрона. Из теории следует, что из-за центростремительного ускорения электроны излучают на частоте $\nu_1 = \frac{\omega_H}{2\pi} = 2,8 \cdot 10^6 H \text{ Гц}$ (основная частота) и на ее гармониках, т. е. на частотах $2\nu_1, 3\nu_1$ и т. д.

2. Комptonовское рассеяние электромагнитных волн на релятивистских электронах. Предположим, что на пути «источник излучения — наблюдатель» находится облако релятивистских частиц, имеющих энергию E . Пусть источник испускает излучение частоты ν_0 . «Столкнувшись» с электроном в процессе перехода сквозь облако, фотон получает от него часть его энергии. И, как результат, наблюдатель зафиксирует не частоту ν_0 , а широкий набор частот в интервале

$$\frac{\nu_0}{2} \left(\frac{m_e c^2}{E} \right)^2 \leq \nu \leq 2\nu_0 \left(\frac{E}{m_e c^2} \right)^2. \quad (3.32)$$

Таким образом, если рассеивающие частицы являются релятивистскими электронами, то при $E \gg m_e c^2$ частота квантов, выходящих из облака, будет существенно большей частоты падающих квантов. В частности, вместо слабого источника радиоизлучения наблюдатель может зафиксировать мощный рентгеновский источник.

Из теории следует, что если распределение рассеивающих электронов описывается формулой (3.30), то интенсивность излучения в наблюдаемой спадающей части спектра $I_\nu \sim \nu^{-\frac{\nu-1}{2}}$.

Как видно, и в случае синхротронного, и в случае комptonовского механизма интенсивность излучения зависит от частоты одинаковым образом. Отсюда следует вывод, что при интерпретации наблюдений необходимо принимать во внимание еще и некоторые дополнительные данные. В частности, излучение, возникающее при торможении электронов в магнитных полях, является поляризованным: электрический вектор $\mathbf{E}$ синхротронного излучения колеблется в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, циклотронное излучение имеет круговую поляризацию (здесь вектор $\mathbf{E}$ вращается вокруг направления распространения волны с угловой скоростью ω_H , равной угловой частоте волны).

3. Рассеяние плазменных волн на релятивистских электронах. В космических условиях в ионизованном газе возможны многочисленные волновые движения — продольные и поперечные плазменные волны. Среди них важную роль играют *продольные плазмоны*. Они напоминают обычные звуковые волны тем, что возмущения электронной плотности состоят из сгущений и разрежений. Однако само возмущение передается не столкновениями частиц, как это бывает в звуковой волне, а взаимодействием электрических полей, причем у этих волн вектор электрического поля направлен вдоль направления распространения волны.

Рассеяние продольных плазмонов на релятивистских частицах приводит к генерации электромагнитного излучения. Теоретический анализ показывает, что интенсивность излучения в данном случае изменяется с частотой по закону

$$I_\nu \sim \nu^{-\frac{\nu+3}{2}}, \quad (3.33)$$

т. е. значительно более круто чем у двух предыдущих механизмов. В целом же исследования этой удивительной способности плазмы — превращать механические колебания в электромагнитное излучение — лишь начинаются. Можно сказать даже, что на наших глазах рождается новая отрасль астрофизики — *плазменная астрофизика*.

4. Переходное излучение. Еще в 1946 г. В. Л. Гинзбург и И. М. Франк (СССР) установили, что при переходе равномерно движущегося электрона из одной среды в другую (например, из вакуума в пылевую частицу и далее — из частицы в вакуум) происходит перестройка создаваемого им электромагнитного поля и возникает электромагнитное излучение. В случае релятивистских электронов это переходное излучение направлено в сторону их движения и сосредоточено в пределах угла $\theta \approx \frac{mc^2}{E}$ радиан. При этом, в зависимости от энергии релятивистских электронов, возникают кванты ультрафиолетового и рентгеновского диапазонов спектра. Расчет показывает, что относительная потеря энергии электрона при одном акте взаимодействия с частицей порядка 10^{-7} , следовательно, эта энергия уменьшится вдвое лишь после многих миллионов «столкновений» электрона с частицей пыли. Характерной особенностью переходного излучения является монотонное и очень медленное уменьшение интенсивности излучения при переходе от максимума в область более длинных волн.

4. ИНСТРУМЕНТЫ И МЕТОДЫ ОПТИЧЕСКОЙ АСТРОНОМИИ

Важнейшие характеристики телескопов

Сила и мощь телескопа. Более двух тысяч лет астрономы определяли положения светил на небесной сфере, проводили оценки их блеска невооруженным глазом.

С физиологической точки зрения строение глаза очень сложно. Для физика *глаз* — это простой оптический прибор. Его главной составной частью является хрусталик — студенистое стекловидное тело, способное менять свою толщину, диаметр и кривизну. Хрусталик подобен линзе с переменным фокусным расстоянием. Диаметр «входного отверстия» — зрачка — может изменяться в 10 раз. Таким образом регулируется световой поток, попадающий в глаз. Хрусталик строит изображение предметов на дне глазного яблока — сетчатке (физик скажет — в фокальной плоскости).

Обычно в темноте невооруженным глазом наблюдаются звезды до 5—6 величины. После длительного пребывания в полной темноте, когда наступает темновая адаптация, удастся фиксировать потоки света, идущие от звезд примерно 7-й величины.

И это, увы, все. Миллионы, да что миллионы — миллиарды звезд, миллиарды галактик никогда не были бы открыты и изучены, если бы не мощные вспомогательные приборы — телескопы. Ведь поток лучистой энергии от этих объектов настолько слаб, что не раздражает зрительного нерва невооруженного глаза.

Как же «уловить» этот слабый световой поток? Как увеличить число квантов, попадающих на сетчатку? Образно говоря, для этого необходимо было увеличить площадь зрачка глаза. Именно в этом и заключалась первоначально задача телескопа. Поэтому телескоп можно характеризовать диаметром *входного отверстия* D (диаметром объектива — линзового или зеркального) или *апертурой* (от лат. *apertura* — отверстие). Таким

образом, от глаза телескоп, как физический прибор, отличается тем, что собирает в фокальной плоскости значительно больше энергии, так как диаметры «зрачков» телескопов в наше время достигают внушительных размеров.

Второй важной характеристикой телескопа является *фокусное расстояние* F объектива. Отношение

$$A = \frac{D}{F} \quad (4.1)$$

называется *относительным отверстием*. Величину A^2 принято называть *геометрической светосилой* объектива. Ею определяется освещенность в фокальной плоскости, создаваемая протяженным объектом. Обычно в астрономии употребляются зеркала, для которых относительное отверстие $A \approx 1/5$, т. е. фокусное расстояние зеркала примерно в пять раз больше его диаметра.

Визуальный телескоп состоит из объектива (линзового, зеркального или зеркально-линзового) и окуляра. Объектив строит изображение определенного объекта (Луны или планеты) или участка звездного неба в фокальной плоскости. Окуляр, выполняющий роль лупы, позволяет приблизиться к изображению этого объекта ближе, чем на расстояние наилучшего видения (25 см) и рассматривать его под большим углом, чем сам объект.

Поэтому если две звезды, находящиеся на небе на угловом расстоянии α , рассматриваются в телескоп с помощью окуляра, фокусное расстояние которого равно f , то они будут видны на угловом расстоянии

$$\beta = \frac{F}{f} \alpha = \Gamma \alpha. \quad (4.2)$$

Отношение $\Gamma = \frac{F}{f}$ называется *угловым увеличением телескопической системы*. Оно представляется числом с косым крестом в виде индекса справа сверху, например, $70\times$, $250\times$.

Способность телескопа «разделять» две светящиеся точки характеризуется его *разрешающей силой*. Известно, что вследствие огибания световой волной оправы объектива (дифракции) в фокальной плоскости телескопа образуется сложная дифракционная картина — яркий диск, окруженный темными и светлыми кольцами (рис. 51). Угловой радиус этого дифракционного

диска звезды равен

$$\alpha = 1,22 \frac{\lambda}{D}, \quad (4.3)$$

где угол α выражен в радианах, или, переходя к секундам дуги, для видимых длин волн при $\lambda = 5500 \text{ \AA} = 0,00055 \text{ см}$, имеем

$$\alpha'' = \frac{14}{D(\text{см})}.$$

Если угловое расстояние между двумя объектами меньше α , то их дифракционные диски будут налагаться друг на друга. При этом становится невозможным решить, является данный объект одиночным или двойным.

Разрешающая сила глаза оценивается величиной $1'$, телескопа с диаметром зеркала $0,5 \text{ м} = 0,23''$, метрового телескопа — $0,12''$, пятиметрового телескопа — около $0,03''$.

Предельная величина звезд, видимых в данный телескоп в зените, характеризует его *проницающую силу*. Оценить ее можно из таких соображений. Диаметр зрачка в среднем равен 6 мм. Телескоп с диаметром объектива в 100 раз большим ($D = 60 \text{ см}$) собирает в 10 000 раз больше света. Это, в соответствии с формулой (3.3), соответствует интервалу в 10 звездных величин. Поэтому если невооруженным глазом можно наблюдать звезды 6-й величины, то с помощью 60-сантиметрового телескопа — 16-й величины. Телескоп с диаметром зеркала 6 метров делает доступными для визуальных наблюдений звезды до 21-й величины. В общем для телескопа с диаметром входного отверстия D предельную звездную величину, видимую в окуляр, можно оценить по приближенной формуле

$$m_{\text{пр}} \approx 7,0^m + 5 \lg D, \quad (4.4)$$

причем D здесь измеряется в сантиметрах.

Устанавливая в фокальной плоскости телескопа фотопластинку, можно получить снимок участка неба.

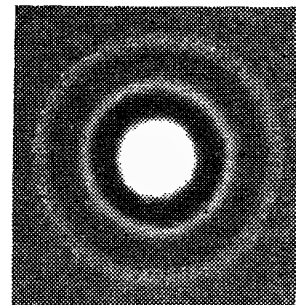


Рис. 51. Сильно увеличенная фотография дифракционного изображения точечного источника

В этом случае характеристикой инструмента является *масштаб* изображения, который обычно выражается в секундах дуги на миллиметр. Если угловое расстояние между двумя объектами на небе равно α , то ему соответствует линейное расстояние на пластинке

$$l = \frac{F}{57,3} \alpha'' \quad \text{или} \quad l = \frac{F}{206\,265} \alpha'' \quad (4.5)$$

где F и l измеряются в миллиметрах.

Заметим, что если в телескопической системе используется несколько зеркал, то речь идет об ее *эквивалентном* фокусном расстоянии. Численно оно равно фокусному расстоянию простой системы (одного зеркала), при котором линейные масштабы обеих систем в фокальной плоскости одинаковы.

При фотографических наблюдениях происходит «накопление» квантов света в фотоэмульсии. В данном случае предельная видимая звездная величина, зафиксированная на фотопластинке определенной чувствительности, характеризует *мощность* фотографического телескопа. Проникающая сила характеризуется предельной звездной величиной, различимой на фотопластинке при некоторой «максимальной» выдержке, больше которой становится заметным общее почернение фотопластинки из-за фона неба.

Итак, если t — время экспозиции (в минутах) и D — диаметр входного отверстия (в сантиметрах), то предельную величину $m_{\text{пр}}$ можно оценить по формуле

$$m_{\text{пр}} \approx 4^m + 5 \lg D + 2,1 \lg t. \quad (4.6)$$

Отсюда следует, в частности, что фотографическим путем на телескопе с диаметром $D = 600$ см можно получить изображения звезд до $20,1^m$ при экспозиции всего 10 минут. На телескопе с $D = 60$ см эти звезды можно было бы получить лишь при экспозиции ... 17 часов. Однако, в связи с тем, что на предельную величину существенно влияет засветка фотопластинки фоном неба, для каждого телескопа имеется определенное предельное время экспозиции $t_{\text{пр}}$. Для высокочувствительной эмульсии «экстра-рапид» продолжительность экспозиции зависит от относительного отверстия A :

$$\lg t_{\text{пр}} \leq (0,6 - 2,32 \lg A) \text{ минут}. \quad (4.7)$$

Таким образом, при $A = 1:1$ максимальное время экспозиции составляет всего 4 минуты, при $A = 1:5$ — 3 часа, при $A = 1:10$ — 14 часов, при $A = 1:20$ оно

равно 70 часам. Формулы (4.6) — (4.7), однако, могут быть использованы лишь для приближенных оценок при сравнении однотипных инструментов и одного сорта эмульсии. Дело в том, что проникающая способность телескопа существенно зависит и от качества изображения, даваемого телескопом. Последнее же в значительной степени определяется атмосферными условиями в местности, где этот телескоп установлен.

Оптика современных телескопов. По характеру оптики современные телескопы подразделяются на три основные группы: 1) линзовые телескопы (рефракторы), 2) зеркальные телескопы (рефлекторы) и 3) зеркально-линзовые.

Разработка различных типов телескопов была связана со стремлением избавиться от оптических ошибок (аббераций), обеспечить большее рабочее поле и с другими важными соображениями.

Исторически первой из таких проблем было устранение аббераций. В идеальном случае оптическая система должна строить изображение так, чтобы каждой точке предмета соответствовала одна и только одна точка его изображения. На самом же деле это изображение принимало вид размытого кружка или пятна неправильной формы.

Абберации оптических систем бывают физические и геометрические. К первым относится хроматическая абберация, ко вторым — сферическая абберация, кома, астигматизм, кривизна поля и дисторсия.

Хроматическая абберация возникает в связи с тем, что показатель преломления света n зависит от длины волны. Поэтому простая двояковыпуклая линза, на которую падает параллельный пучок белого света, собирает синие лучи в точку ближе к линзе, а красные дальше от нее. Хроматическая абберация уменьшается в 16 раз путем комбинации двух линз, которые сводят в одну точку красные и голубые лучи, и на небольшие расстояния от нее — все остальные. Для этого в простейших объективах-дублетах используются комбинации типа двояковыпуклая (собирающая) — вогнутая (рассеивающая) линзы. Последняя, отклоняя лучи в противоположную сторону, удлиняет фокусное расстояние для синих лучей и укорачивает его для красных. Линзы изготавливаются из различных сортов стекла, имеющего различные коэффициенты преломления. И все же хроматическую абберацию дублета диаметром 50 см

можно было бы считать полностью исправленной лишь при фокусном расстоянии 28 м, метрового — при $F = 112$ м, что, безусловно, технически невыполнимо. Так, уже упоминавшийся в параграфе «Изобретение телескопа» крупнейший телескоп-рефрактор Иеркской обсерватории при диаметре объектива 102 см имеет фокусное расстояние всего 19,3 м. Другими словами, устранить хроматическую aberrацию рефракторов полностью не удается.

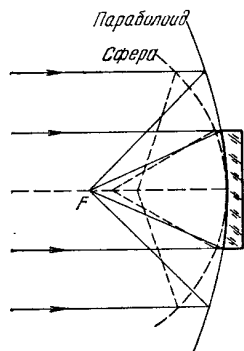


Рис. 52. Отражение параллельных лучей от параболического зеркала и сферического зеркала (прерывистая линия).

Зеркальные объективы, которые не преломляют, а отражают свет, от хроматической aberrации совершенно свободны. Но они обладают всеми остальными недостатками оптических систем. Сферическая aberrация связана с тем, что лучи света, параллельные главной оптической оси объектива (т. е. прямой, проведенной через центры кривизны рабочих поверхностей линз, или же прямой, являющейся осью симметрии зеркала), падая на сферическую поверхность линзы или зеркала, после преломления или отражения собираются не в одной точке (фокусе), а тем ближе к вершине шаровой поверхности, чем дальше от оптической оси они падают. В рефракторах сферическая aberrация совместно с хроматической aberrацией устраняется соответствующим подбором формы и материала линз. В рефлекторах она устраняется тем, что зеркалу придают не сферическую, а параболическую форму (рис. 52), точнее, форму параболоида.

Аберрация *кома* и все другие упомянутые ниже недостатки оптических систем относятся к внеосевым aberrациям — искажениям изображений, связанным с наклоном лучей света, идущих от источника, к оптической оси телескопа. В результате *комы* изображение светящейся точки на краю поля зрения приобретает вид кометы с ярким ядром и широким хвостом (рис. 53). Астигматизм заключается в растягивании точечного изображения в черточку. Кривизна поля проявляется в том, что изображение точек, находящихся на

некотором угловом расстоянии от оптической оси, строятся не на плоскости, а на некоторой кривой поверхности. В результате, если объектив отфокусирован по изображению звезды, находящейся в центре поля зрения, то изображения звезд, видимых у его края, будут размытыми. Дисторсия связана с искажением масштабов изображения: по мере удаления от главной оптической оси увеличение, даваемое объективом, меняется.

Оптические системы, в которых устранена сферическая aberrация и кома, называются *апланатическими*, объективы, в которых к тому же фокальное поле является плоским — *анастигматами*. Одним из анастигматов является *триплет Кука* — объектив, в котором достаточно хорошо исправлены все aberrации. Две внешние линзы сделаны из стекла, называемого *кроном*, средняя из *флинта*.

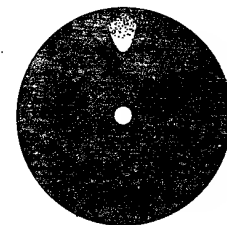


Рис. 53. Изображение звезды в центре и на краю поля зрения, испорченное комой

Здесь уместно заметить, что стекло является затвердевшим раствором окиси кремния с примесью окислов калия, натрия, магния, свинца, редких земель и др. Кронами называются стекла, в которых окиси свинца

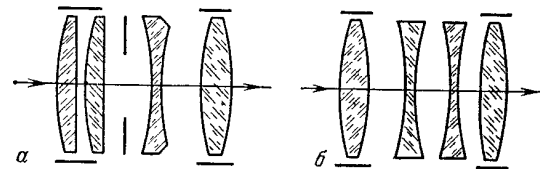


Рис. 54. Четырехлинзовые объективы астрографов

очень мало, флинтами — которые содержат окись свинца в большом количестве. Показатель преломления крона составляет около $n_k = 1,52$, флинта $n_f = 1,62$.

В процессе усовершенствования рефракторов были построены объективы с четырьмя и больше линзами. В частности, на многих обсерваториях Советского Союза работают телескопы, выпущенные н/п Карл Цейс, Иена (ГДР) с четырехлинзовыми объективами диаметром 40 см и относительным отверстием 1 : 5 (рис. 54).

Упомянутые выше aberrации характерны и для одиночной окулярной линзы, поэтому окуляры также

делаются из нескольких линз. Наиболее распространены являются окуляр Рамсдена и окуляр Гюйгенса, состоящие из двух плосковыпуклых линз (рис. 55). Первая — *линза поля* — устанавливается вблизи фокальной плоскости объектива и способствует уменьшению геометрических размеров поля, вторая — *глазная линза* — превращает выходящий световой пучок в параллельный.

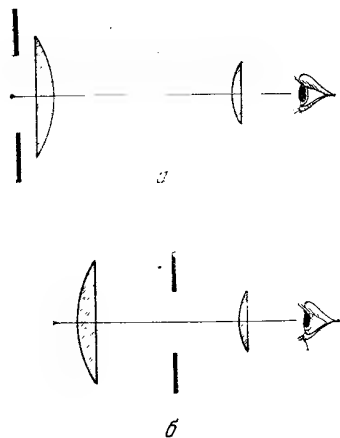


Рис. 55. Типы простейших окуляров: а — окуляр Рамсдена, б — окуляр Гюйгенса

Первый тип окуляра называется положительным, его передний фокус находится перед первой линзой, где устанавливается измерительная сетка. Этот окуляр используется для измерительных целей. В окуляре Гюйгенса, носящем название отрицательного, передний фокус находится между линзами. Этот окуляр используется для визуального обозрения неба.

Яркость всех небесных светил, за исключением Солнца и Луны, невелика. Поэтому, изготовляя линзовые объективы, астрономы стремятся максимально уменьшить потери света на отражение и поглощение. А ведь при переходе через границу воздух — стекло (или стекло — воздух) теряется на отражение около 5 % света. Борьба с этими потерями ведется путем *просветления оптики*: на поверхность стекла с показателем преломления n наносится тонкая пленка (чаще всего фторида магния MgF_2) с показателем преломления $n_1 = \sqrt{n}$ такой толщины, чтобы световые волны, отраженные от границы воздух — пленка и пленка — стекло имели противоположные фазы и гасили друг друга.

Далее, часть света поглощается в самом стекле, из которого сделаны линзы. Для лучших сортов стекла поглощение видимого света составляет 0,3 % на один сантиметр длины пути, для худших около 3 % и больше. Потери на поглощение в целом определяются толщиной линзы. Коэффициент поглощения резко возрастает

в ультрафиолетовой и инфракрасной областях спектра. При изготовлении объективов для наблюдений в этих диапазонах длин волн вместо стекла используют природные или искусственные кристаллы кварца и других материалов или же пользуются зеркальными объективами.

В зеркальных объективах, наоборот, желательно иметь наибольший возможный коэффициент отражения. С 30-х годов XX в. для этой цели используется алюминиевая пленка, которая наносится на зеркало путем распыления в вакууме. Коэффициент отражения такой пленки в широком диапазоне длин волн от инфракрасных до далекого ультрафиолета составляет около 90 %.

При выборе материала для изготовления зеркала одно из главных требований таково: оно должно быть монолитным блоком, без внутренних натяжений, его стекло должно обладать по возможности наименьшим коэффициентом теплового расширения. В последние годы разработана методика получения кристаллизованного стекла, коэффициент расширения которого практически равен нулю.

Зеркало считается качественным, если отклонение от идеальной формы не превышает $\frac{1}{4}$ длины волны (для видимого света это составляет примерно 0,06 мкм) или меньше.

Изготовление небольшого рефлектора под силу каждому. Подробный рассказ о том, как это сделать, читатель найдет в книге Навашина М. С. *Телескоп астронома-любителя*. — М.: Наука, 1979 или книги Сикорука Л. Л. *Телескопы для любителя астрономии*. — М.: Наука, 1982.

Системы зеркальных телескопов. Выбор между рефрактором и рефлектором делается, исходя из характера поставленной задачи. Так, для нужд астрометрии до последнего времени использовались, как правило, линзовые объективы, поле зрения которых достигало нескольких градусов, тогда как диаметр поля зрения рефлектора измерялся десятками долями градуса. Поэтому рефлекторы использовались главным образом для астрофизических исследований отдельных небесных объектов. Теперь, как это мы сейчас увидим, уже имеются мощные рефлекторы, обладающие большим, свободным от искажений полем зрения.

При фотографировании отдельных участков неба, галактик и туманностей наблюдения на зеркальных

телескопах проводятся непосредственно в главном фокусе, т. е. в фокусе главного зеркала (рис. 56, а). Кроме того, в зависимости от характера поставленной задачи, используются более сложные системы рефлекторов, состоящие из главного зеркала и вспомогательного. Наиболее известными среди них являются система

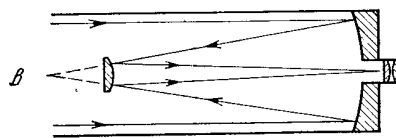
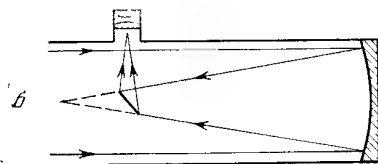
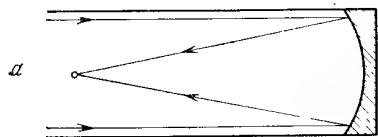


Рис. 56. Схемы важнейших систем зеркальных телескопов: а — система с прямым (главным) фокусом, б — система Ньютона, в — система Кассегрена

Ньютона и система Кассегрена (рис. 56, б, в). Система Ньютона состоит из комбинации «главное зеркало плюс вспомогательное плоское». Дополнительное плоское зеркало позволяет вывести фокус вбок за пределы трубы (ньютоновский фокус). Это позволяет использовать телескоп как для фотографических, так и для визуальных наблюдений.

В системе Кассегрена вспомогательное зеркало является выпуклым гиперболическим. Оно устанавливается перед фокусом главного зеркала. Его задача — удлинить фокусное расстояние телескопа и вывести фокус в отверстие, просверленное в центре главного зеркала (кассегреновский фокус). Тем самым становится возможным укрепить за главным зеркалом то или другое светоприемное устройство (кассету с фотографической пластинкой, спектрограф или электрофотометр).

Из-за aberrации комы телескопы с главным зеркалом параболической формы имеют весьма ограниченное поле зрения. Поэтому в последнее время при строительстве крупных телескопов с диаметром главного зеркала 3,5—4 м успешно используется система Ричи — Кретьена. В данном случае главное зеркало по форме несколько уклоняется от параболоида, а вторичное от

гиперболоида, что позволяет исправить сферическую aberrацию и кому. Поле зрения такого телескопа увеличивается в несколько раз. Однако такой телескоп нельзя использовать для наблюдений в главном фокусе.

Почти каждый крупный рефлектор может работать также и в системе кудэ (от французского *coudé* — ломанный). Это комбинация системы Кассегрена с несколькими плоскими зеркалами, которые устанавливаются внутри трубы телескопа. Система кудэ используется в случае, если изображение объекта необходимо сделать неподвижным (например, при фотографировании его спектра при помощи очень тяжелого спектрографа, который нельзя подвесить непосредственно к телескопу). В данном случае одно из дополнительных

зеркал устанавливается внутри трубы телескопа и направляет лучи света в полую ось склонения, второе — вдоль полярной оси (рис. 57). Зеркало со сферической поверхностью изготовить легче, чем параболическое. Поэтому задача устранения сферической aberrации решается и путем соединения свойств зеркал и линз, причем двумя несколькими различными путями.

Так, в телескопах системы Шмидта перед сферическим зеркалом устанавливается специальная коррекционная пластинка, одна из поверхностей которой плоская, вторая (внутренняя) имеет сложный расчетный профиль (рис. 58). Тем самым исправляется сферическая aberrация, кома и астигматизм, однако, дисторсия и кривизна поля остаются. Телескоп такого типа используется для фотографических наблюдений в главном фокусе. При этом либо наблюдения проводятся на изогнутых пластинках или пленках либо непосредственно

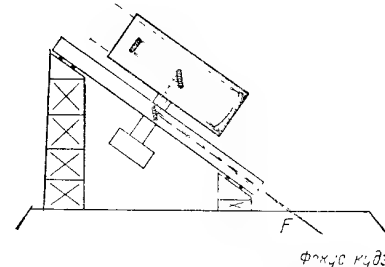


Рис. 57. Система кудэ

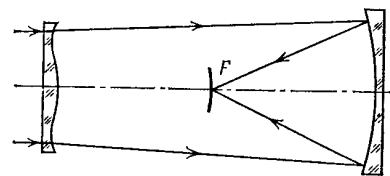


Рис. 58. Система Шмидта

на изогнутых пластинках или пленках либо непосредственно

перед плоской фотопластинкой устанавливается линза Пиацци — Смита, имеющая кривизну поля, равную по величине, но противоположную по знаку, и превращающая фокальную поверхность в плоскую. Поле такого телескопа может достигать нескольких десятков квадратных градусов.

Менисковая система Д. Д. Максудова состоит из сферического зеркала и сферического линзового мениска, установленного перед фокусом. Схема одной из таких систем показана на рис. 59. Здесь на центральной

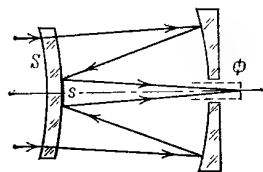


Рис. 59. Схема менискового касрегрена Максудова

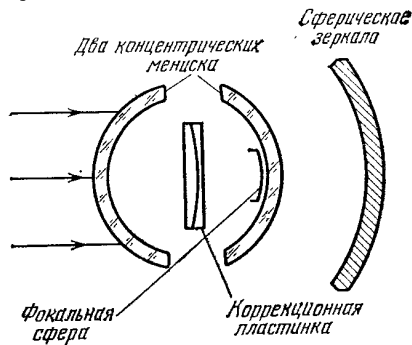


Рис. 60. Схема «супер-Шмидта» Дж. Бейкера

части мениска S расположено выпуклое зеркало s , отражаясь от которого лучи света проходят через отверстие в главном зеркале и фокусируются позади него. Менисковые системы Максудова выгодны, в частности, тем, что позволяют значительно укоротить длину трубы телескопа, уменьшить размеры башни и тем самым ее стоимость.

Для наблюдений метеоров и искусственных спутников Земли используются сверхширокоугольные системы, в том числе так называемые «супер-Шмидты». В этих системах aberrации устраняются при помощи менисков и коррекционных пластинок одновременно (рис. 60). Диаметр поля зрения такого телескопа превышает 50° . Фокальная поверхность системы является сферой, поэтому фотографирование ведется на специальных пластинках с пластмассовой основой, имеющих необходимую кривизну.

В последнее время разработаны также системы зеркально-линзовых камер, дающих в выпуклом зеркале

изображение всего неба, которое фотографируется светосильным линзовым объективом. Такие камеры используются, в частности, для наблюдений полярных сияний. Однако они имеют большие искажения изображений и непригодны для точных наблюдений.

Монтировка телескопа. Светила, за которыми проводится наблюдение, участвуют в общем суточном движении небесной сферы. Поэтому для удобства наблюдений телескопы устанавливаются на параллактических установках (монтировках). Такая установка имеет две оси. Одна из них (часовая или полярная) направлена параллельно оси вращения Земли и «смотрит» в полюс мира, вторая (ось склонения) — перпендикулярна к ней. Труба медленно вращается вокруг часовой оси вслед за светилом с помощью часового механизма. Наблюдателю достаточно лишь время от времени контролировать работу часового механизма (гидировать).

До последнего времени использовались три типа параллактических монтировок: немецкая (рис. 61) с прямой или ломаной колонной, английская (рис. 62), в которой полярная ось (или прямоугольная ферма) закрепляется в меридиане на двух опорах, и американская (вилочная), в которой полярная ось заканчивается вилкой, поддерживающей трубу за центр тяжести (рис. 63). Выбор той или другой из них зависит от типа оптической системы телескопа и величины объектива.

Телескоп с диаметром зеркала 6 метров установлен на альт-азимутальной монтировке, о которой подробнее будет сказано ниже.

В настоящее время производство астрономических инструментов превратилось в целую отрасль промышленности. Основной задачей, как и раньше, является изготовление высококачественного зеркала. Но не менее важны и проблемы монтажа. Ведь вес трубы крупных телескопов достигает сотни тонн, а многие механические детали требуют сверхточной обработки.

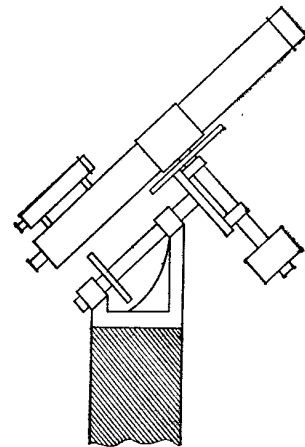


Рис. 61. Немецкая монтировка

Астроклимат. Земная поверхность — материки и океаны, горы и долины, леса и поля, нагревается солнечными лучами по-разному. В результате теплые потоки воздуха устремляются вверх, холодные — вниз. Массы воздуха с неоднородной температурой и плотностью движутся друг относительно друга, перемешиваются. Кроме того, в верхних слоях атмосферы (на высотах 6—14 км) находится зона струйных течений,

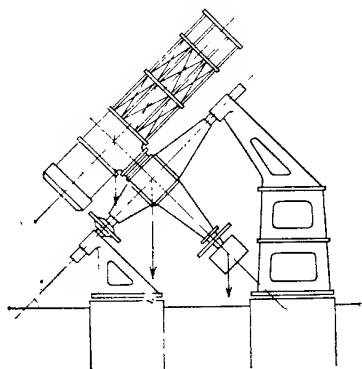


Рис. 62. Английская монтировка

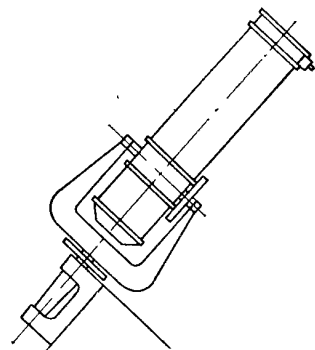


Рис. 63. Американская (вилочная) монтировка

дует сильный ветер, образуя крупномасштабные флуктуации плотности.

Проходя через такую «случайную» неоднородность, световые лучи меняют свое направление и рассеиваются. В результате изображение светила в поле зрения телескопа колеблется, цвет и блеск звезды изменяется. Последний эффект называется *мерцанием*. Но главное, конечные размеры диска звезды оказываются существенно большими диаметра дифракционного диска: они не бывают меньше 0,3"—0,5", а в ряде случаев достигают 10"—20".

Астрономы считают изображение звезды хорошим, если диаметр диска дрожания равен 1"—2", т. е. если он в 10—20 раз больше теоретического углового разрешения метрового телескопа.

Если вернуться к вопросу о проникающей силе телескопа, то из сказанного следует, что хороший телескоп с диаметром зеркала один метр, у которого диаметр диска дрожания равен 0,5", эквивалентен телескопу с диаметром зеркала пять метров, если у последнего диа-

метр диска дрожания составляет 2,5". Это понятно: световая энергия вместо концентрации в одной точке распределяется по значительной площади фотопластинки... А ведь стоимость телескопа пропорциональна по крайней мере квадрату диаметра зеркала! Поэтому выбор места для установки телескопа — это очень и очень ответственная работа.

Таким образом, прежде чем строить астрономическую обсерваторию, необходимо тщательно изучить *астроклимат* данной местности — качество изображения небесных светил. Бывает, однако, и так, что предварительные результаты выглядят как будто хорошо, тогда как после строительства обсерватории все выглядит значительно хуже. Оказалось, что качество изображения существенно ухудшается даже в хорошем месте за счет нагрева (и дальнейшего охлаждения ночью) купола башни телескопа, повышенного использования электроэнергии вспомогательным оборудованием и даже присутствием человека у телескопа. Наиболее эффективной является, вероятно, установка телескопа в башне высотой около 20 метров, расположенной на изолированной горной вершине на высоте две-три тысячи метров над уровнем моря.

Непрерывно возрастают требования и к качеству изображения Солнца. Неудивительно поэтому, что астрономы Западной Европы не нашли у себя места для постройки новой солнечной обсерватории, а возлагают большие надежды на горные вершины о. Тенерифе (Канарские острова), где уже установлено несколько солнечных телескопов.

Телескопы XX века

Рефлекторы-гиганты. В 1975 г. в СССР на Северном Кавказе вблизи станции Зеленчукской закончено строительство крупнейшего в мире телескопа с диаметром зеркала 6 метров (рис. 64). Главным конструктором этого гиганта является Б. К. Иоаннисани, изготовителем — Ленинградское оптико-механическое объединение (ЛОМО).

Диаметр главного зеркала телескопа равен 605 см, толщина зеркала — 65 см, масса — около 40 т, фокусное расстояние — 24 м. Телескоп установлен в башне диаметром 44 м. Масса инструмента вместе с монтировкой превышает 850 т. Труба телескопа установлена

на жесткой сварной платформе, вращающейся вокруг вертикальной оси (*альт-азимутальная установка*). В своей верхней части эта платформа представляет собой вращающийся горизонтальный круг с диаметром

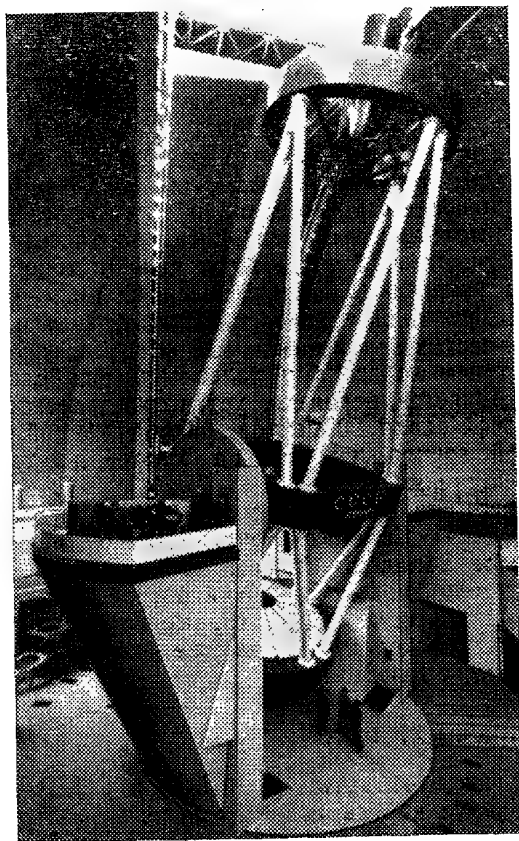


Рис. 64. Крупнейший в мире 6-метровый рефлектор. Фотография взята из книги Н. Н. Михельсона «Оптические телескопы. Теория и конструкция»

12 м. На нем расположены две колонны высотой 8 м, на которых устанавливаются элементы горизонтальной оси телескопа.

Чтобы постоянно держать светило в поле зрения телескопа, в азимутальной установке необходимо непре-

рывно вращать инструмент вокруг обеих осей — непрерывно изменять азимут и зенитное расстояние светила. Такая монтаж для больших зеркальных телескопов использована впервые.

Ведение телескопа за светилом осуществляется по командам специальной электронной цифровой управляющей машины, которая непрерывно пересчитывает координаты объекта из экваториальной системы (t, δ) в горизонтальную (A, z).

Для контроля за положением трубы используется оптический гид с диаметром входного отверстия 70 см и фокусным расстоянием 10 м. Гид снабжен системой фотоэлектрической автоматической коррекции и передающей телевизионной системой, с помощью которой производится отождествление звездного поля.

Полезное рабочее поле инструмента не превышает $2'$ (изображение вне этой зоны искажено комой), с использованием двухлинзового корректора оно увеличивается примерно в десять раз. Для наблюдений в главном фокусе в верхней части трубы расположена кабина наблюдателя, диаметр которой равен 180 см, а высота 226 см.

С помощью гиперболического зеркала осуществляется переход к системе неподвижного фокуса с эквивалентным фокусным расстоянием 180 м. Фокус этой ломаной кассегреновской системы выведен на верхние платформы упомянутых вертикальных 8-метровых колонн, где и установлены вспомогательные приборы, главным образом спектрографы.

Вторым по величине является 200-дюймовый (5-метровый) телескоп имени Хейла. Масса его главного зеркала равна 13 т, масса трубы длиной 17 м — 140 т. Труба (точнее, решетчатая конструкция) подвешена в прямоугольной раме на английской монтировке. Телескоп установлен в башне, имеющей диаметр 41,5 м, масса купола достигает 1000 т.

Фокусное расстояние главного зеркала 5-метрового телескопа равно 16,5 м. Фотографические наблюдения проводятся в главном фокусе. Хорошее изображение получается только вблизи оптической оси зеркала в диаметре 12 мм, что составляет всего $2,5'$. Изображения, лежащие вне этой зоны, сильно искажаются комой. Увеличить размеры хорошего поля удалось до 7,5 см с помощью линзового корректора, устанавливаемого непосредственно перед главным фокусом.

Крупнейшие телескопы мира

Диаметр зеркала см	Страна	Название обсерватории	Высота над уровнем моря	Время начала работы	Примечание
605	СССР	Специальная астрофизическая обсерватория (Сев. Кавказ)	2070	1975	1
508	США	Обсерватория Маунт Паломар (Калифорния)	1700	1948	
450	США	Обсерватория Маунт Хопкинс (Аризона)	2600	1979	1, 2
420	Англия	Обсерватория на о. Пальма (Канарские о-ва)	2300	1986	1
400	США	Межамериканская обсерватория Серро Тололо (Чили)	2400	1976	
389	Англия, Австралия	Обсерватория Сайдинг Спринг (Австралия)	1160	1975	
381	США	Национальная обсерватория Китт Пик (Аризона)	2060	1973	
380	Англия	Обсерватория Мауна Кеа (Гавайские о-ва)	4200	1979	3
360	Канада, Франция, США	Обсерватория Мауна Кеа (Гавайские о-ва)	4200	1979	
357	Семь европейских стран	Европейская южная обсерватория Ла Силла (Чили)	2400	1976	4
350	ФРГ, Испания	Обсерватория Калар Альто (Испания)	2160	1984	
305	США	Ликская обсерватория (Калифорния)	1280	1959	
300	США	Обсерватория Мауна Кеа (Гавайские о-ва)	4200	1979	
270	США	Обсерватория Мак-Дональд (Техас)	2070	1968	
260	СССР	Крымская астрофизическая обсерватория АН СССР (Крым)	600	1961	
260	СССР	Бюраканская астрофизическая обсерватория (Армянская ССР)	1450	1976	

Примечания. 1 — телескоп установлен на альт-азимутальной установке. 2 — составная система из шести зеркал диаметром по 1,8 метра. 3 — телескоп предназначен для наблюдений в инфракрасной области спектра. 4 — общий телескоп стран Бельгии, Италии, Голландии, ФРГ, Франции, Швейцарии и Швеции.

При наблюдениях в главном фокусе наблюдатель находится в кабине диаметром 1,8 м в верхней части трубы. В нижней половине кабины расположены три вспомогательных гиперболических зеркала. Одно из них дает эквивалентное фокусное расстояние 81 м и строит изображение за главным зеркалом (система Кассегрена). Два других дают фокусные расстояния около 150 м и строят изображения в фокусе кудэ на полярной оси.

В последние годы завершено строительство нескольких крупных телескопов системы Ричи — Кретьена с диаметром главного зеркала 3,5—4 м, фокусным расстоянием около 11 м и полем зрения 40'—50'.

Перечень крупнейших телескопов, места и год их установки, а также высоты над уровнем моря даны в табл. 1. Дополнительно отметим, что уже проводятся опыты дистанционного управления телескопами. Так, в 1981 г. изображения с 2,1-метрового телескопа обсерватории Китт Пик передавались на расстояние 2720 км. Имеют дистанционное управление все три телескопа, установленные Великобританией на о. Пальма (Канарские острова), так что наблюдения можно проводить с экрана телевизора, находясь, в частности, в Гринвиче (точнее, в новой обсерватории Херстмонсо). Предполагается, что вскоре будет установлена глобальная сеть связи (через искусственные спутники Земли) астрономических институтов мира с обсерваториями, находящимися в Австралии, на Гавайях, в Чили, в США и на Канарских островах. Благодаря этому удастся экономить значительные средства, необходимые для оплаты проезда астрономов на дальние обсерватории. Это также позволит установить более гибкий график наблюдений, что в свою очередь повысит эффективность использования телескопов. Ведь пока удовлетворяется лишь около 25 % заявок астрономов на наблюдательное время...

До создания БТА крупнейшим в СССР и в Европе был 2,6-метровый рефлектор им. Г. А. Шайна (ЗТШ) Крымской астрофизической обсерватории АН СССР (рис. 65). Фокусное расстояние главного зеркала этого телескопа равно 10 м. Наблюдения на нем проводятся также в кассегреновском фокусе и фокусе кудэ (эквивалентные фокусные расстояния соответственно равны 43,3 и 105,6 метра). Телескоп построен Ленинградским оптико-механическим объединением и введен в действие

в 1961 г. В 1975 г. аналогичный инструмент изготовлен для Бюраканской астрофизической обсерватории Академии наук Армянской ССР.

Всего на начало 1985 г. в мире было около 50 телескопов с диаметром зеркала больше 1,5 м; в разных

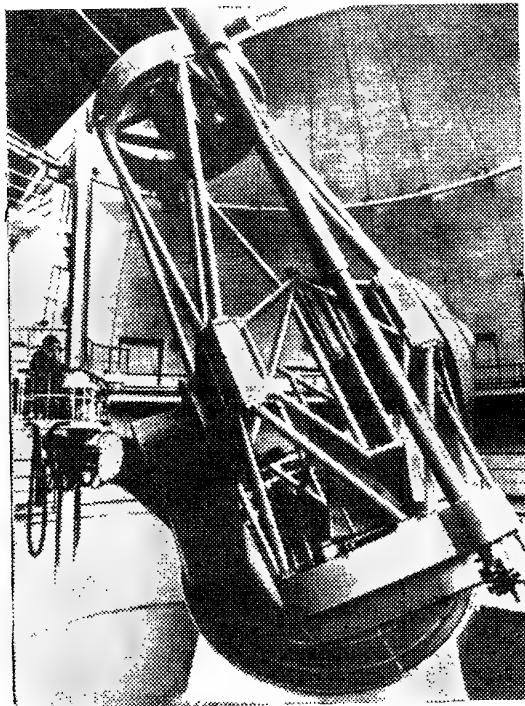


Рис. 65. 2,6-метровый зеркальный телескоп им. Г. А. Шайна

странах строится ряд телескопов с диаметром зеркала больше 1 м.

Имеются проекты создания в Средней Азии крупного астрономического центра — Объединенной астрофизической обсерватории АН СССР и академий наук Казахской, Таджикской и Узбекской ССР. На Кавказе построена Высокогорная наблюдательная станция Главной астрономической обсерватории АН УССР, на которой будет установлен двухметровый рефлектор. Телескопы с диаметром 1—2 м устанавливаются на ряде других обсерваторий СССР.

Телескопы-рефлекторы, перечисленные выше, имеют небольшое поле зрения и используются для астрофизических исследований. Они невыгодны при составлении обзоров неба с целью обнаружения новых объектов. В данном случае используются светосильные системы Шмидта и Максудова, позволяющие получать фотографии больших участков неба.

Наибольший телескоп системы Шмидта установлен на обсерватории в Таугенбурге близ Иены (ГДР). Диаметр его сферического зеркала равен 203 см, диаметр коррекционной пластинки 134 см, фокусное расстояние 4 м, относительное отверстие 1:3.

В последние годы в различных странах мира разрабатываются проекты многоэлементных оптических телескопов-гигантов, которые состояли бы из нескольких зеркал, сводящих свои изображения в одно. Первый из таких телескопов, состоящий из шести 1,8-метровых главных зеркал, уже введен в действие в Смитсоновской астрофизической обсерватории (1979 г.). Сейчас обсуждаются проекты следующего «четвертого» поколения телескопов, которые обеспечили бы эквивалентное входное отверстие порядка 15 м.

Отметим, что при изготовлении телескопов «третьего» поколения (серии 3,5—4-метровых инструментов) «всего лишь» осуществлен переход на кварц и ситал в качестве материала для зеркал и использована широкоугольная система Ричи-Кретьена. Построение же телескопов «четвертого» поколения немыслимо без существенного изменения технологии. Прежде всего речь идет об уменьшении веса зеркал, т. е. уменьшении их толщины: если раньше отношение диаметра зеркала D к его толщине d было равным 5—8, то сейчас при $D = 2$ м предполагается добиться толщины $d = 7,5$ см, так что $d/D = 1/25$, а в общем $d/D = 1/10 - 1/20$. Составленное из таких сегментов 15-метровое зеркало будет иметь массу около 33 т. Благодаря этому существенно уменьшаются вес и размеры монтажки и башни телескопа. И, наконец, крупный телескоп можно установить лишь на азимутальной установке. Такой переход стал возможным благодаря наличию надежных управляющих электронно-вычислительных машин.

Изготовление многоэлементных зеркал приведет к существенному уменьшению стоимости инструментов. Ведь по данным западных специалистов стоимость 2-метрового телескопа составляет примерно 2,5 млн.

долларов, 5-метрового — 25 млн. (по курсу 1980 г.); она изменяется примерно как $D^{2,53}$, поэтому 25-метровый телескоп стоил бы около 2 млрд. долларов. Если же он является многоэлементной системой, то эта стоимость составит «всего» 600 млн. Примечательно также, что стоимость азимутальной установки примерно вдвое меньше экваториальной. Попутно отметим, что радиотелескопы примерно на три порядка дешевле. Стоимость 60-метрового парабооида — 10 млн. долларов, здесь также цена инструмента пропорциональна D^3).

Много надежд сейчас возлагается на космический телескоп (КТ) с диаметром зеркала 2,4 м. Ему будут доступны звезды до 27^m , тогда как наземному инструменту с той же апертурой — только 24^m .

Астрографы. Важный класс телескопов составляют астрографы, которые используются для определения координат небесных светил. В недалеком прошлом астрограф представлял собой рефрактор с объективом высокого класса, в фокальной плоскости которого устанавливается фотопластинка, и с дополнительной визуальной трубой примерно такого же фокусного расстояния, называемой *гидом*. За последние годы благодаря использованию систем Шмидта и Максутова появилась возможность получать хорошие изображения участков неба на сравнительно широком поле и с помощью зеркальных телескопов. Более того, современные рефлекторы с хорошо исправленным полем позволяют проводить высококачественные наблюдения для определения тригонометрических параллаксов звезд и спутников планет, которые рефракторам вообще недоступны.

По величине фокусного расстояния фотографического объектива астрографа принято делить на две группы — длиннофокусные и короткофокусные. Типичным представителем первых является двойной астрограф Крымской астрофизической обсерватории АН СССР с объективами диаметром 40 см, фокусным расстоянием 160 см и полем зрения 100 кв. градусов. Этот инструмент используется для наблюдений и поисков малых планет. За один час экспозиции на фотопластинке регистрируются объекты до 17-й величины. На Алма-Атинском зеркально-линзовом телескопе системы Д. Д. Максутова, имеющем объектив диаметром 50 см, фокусным расстоянием 120 см и полем зрения 36 кв. градусов, получают объективы до 19-й величины.

В конце прошлого века для работы по определению точных положений звезд, планет и комет были созданы так называемые нормальные астрографы. Диаметр объектива астрографа равен 33 см, фокусное расстояние 3,46 м, поле зрения 4 кв. градуса, масштаб $60''$ в мм. С помощью этих инструментов было проведено фотографирование всего неба с целью получить точные положения около двух миллионов звезд до 12^m и карты неба для звезд до 14^m .

Для определения годичных параллаксов звезд и исследования движений двойных звезд в наше время используются длиннофокусные астрографы с объективами порядка $D = 65$ см и фокусным расстоянием $F = 10$ м. Их поле составляет около $0,5$ — 1 кв. градуса.

Несколькими обсерваториями ведется работа по составлению так называемых зонных каталогов положений звезд в отдельных зонах по склонению. Для этого используются более широкоугольные астрографы, например «зонные астрографы» ($D = 15,4$ см, $F = 2,06$ м, поле $5 \times 5^\circ$).

Для всех видов астрофотографических работ используются широкоугольные астрографы, выпускаемые н/п Карл Цейс, Йена (ГДР). Они имеют $D = 40$ см, $F = 2$ или 3 м и поле $8 \times 8^\circ$. Такие астрографы установлены на обсерваториях в Абастумани, Душанбе, Зеленчуке, Киеве, Китабе и Звенигороде.

Короткофокусными принято называть астрографы, объективы которых имеют фокусное расстояние не более метра. Особый класс инструментов этого типа составили камеры, созданные для наблюдений искусственных спутников Земли. Получить на фотографической пластинке изображения быстро движущегося объекта можно лишь в случае, если астрограф имеет большую светосилу. Такой является, в частности, камера АФУ-75 рижских астрономов Абеле и Лапушки (рис. 66), объектив которой, состоящий из семи линз, имеет диаметр 20 см и фокусное расстояние 75 см. Еще более светосильной является зеркально-линзовая камера Бейкер — Нана (США): диаметр объектива и его фокусное расстояние равны 50 см. Ее оптическая схема показана на рис. 60.

Солнечные телескопы. Большая яркость Солнца позволяет строить крупные длиннофокусные телескопы, дающие его изображение в большом масштабе. Это необходимо для исследования поверхности Солнца, ее

отдельных деталей — пятен, волокон, гранул и т. д. Поэтому по своему конструктивному решению солнечные телескопы отличны от звездных и о них необходимо рассказать особо.

Важное требование, предъявляемое к большому современному солнечному телескопу, — чтобы изображение Солнца оставалось неподвижным, т. е. чтобы фокальная плоскость не принимала участия в движении

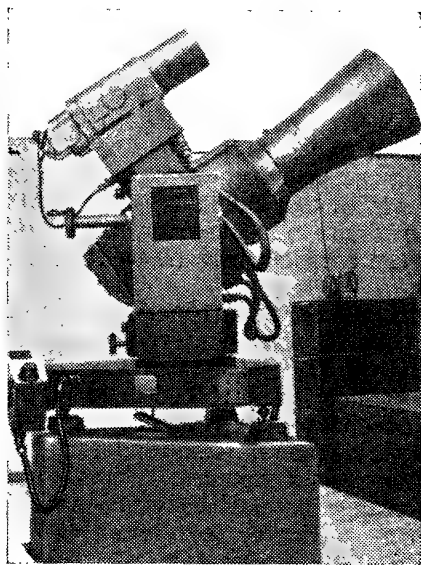


Рис. 66. Светосильная камера для наблюдений искусственных спутников Земли

оптической системы. Это достигается с помощью *целостата*. Целостат состоит из двух плоских зеркал — целостатного и дополнительного (рис. 67). Целостатное зеркало вращается вокруг полярной оси со скоростью один оборот за 48 часов. Благодаря этому отраженный им пучок света сохраняет свое направление в пространстве. Дополнительное зеркало направляет этот отраженный пучок в сам телескоп — объектив или зеркало, которое устанавливается неподвижно.

Солнечные телескопы бывают трех типов — горизонтальные, вертикальные и полярные. Примером гори-

зонтального телескопа может быть инструмент Пулковской обсерватории АН СССР, сконструированный в 1939 г. Н. Г. Пономаревым (1900—1942). Этот телескоп помещается в павильоне длиной 25 м, расположенном вдоль меридиана. После отражения от целостатного и дополнительного зеркала солнечные лучи падают на параболическое зеркало диаметром 50 см и фокусным расстоянием 17,5 м, в фокусе которого установлены фотокамеры. Если дополнительно к этому используется

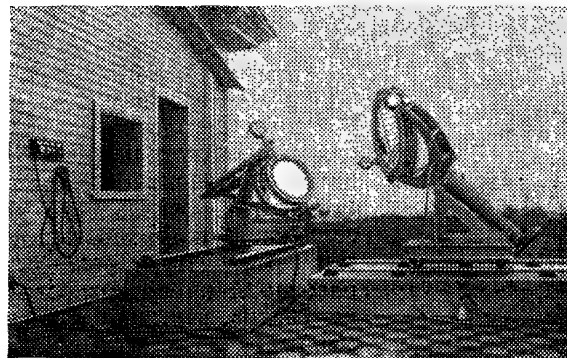


Рис. 67. Целостат горизонтального солнечного телескопа (главное зеркало — в павильоне слева)

касегреновское зеркало, то в фокальной плоскости получают изображение Солнца диаметром 90 см (напомним, что диаметр изображения Солнца примерно в сто раз меньше фокусного расстояния телескопа).

Горизонтальный солнечный телескоп построить легче, чем другие. Однако такая система может быть использована лишь на больших широтах, где дневной прогрев почвы незначителен, так что конвективные токи в приземном слое воздуха, портящие изображение, относительно невелики. В южных районах СССР, где толщина надпочвенного конвективного слоя достигает 20—30 м, необходимо строить вертикальные (башенные) телескопы.

Один из крупнейших башенных телескопов мира построен под руководством А. Б. Северного в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. На верхней площадке башни на высоте 25 м находится целостатное

зеркало диаметром 120 см и вспомогательное зеркало диаметром 110 см. Зеркала изготовлены из ситала — материала, обладающего практически нулевым коэффициентом теплового расширения. Пучок солнечных лучей, отраженный от дополнительного зеркала, направляется через трубу вниз в оптическую систему (рис. 68). Главное зеркало диаметром 110 см вместе с

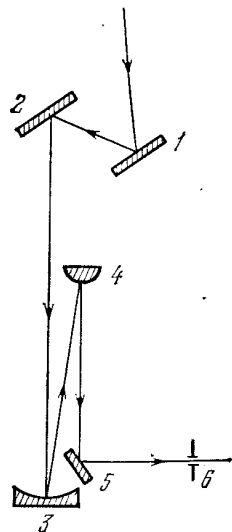


Рис. 68. Ход лучей в башенном солнечном телескопе Крымской астрофизической обсерватории АН СССР: 1 — целостатное зеркало, 2 — дополнительное зеркало, 3 — главное зеркало, 4 — кассегреновское зеркало, 5 — плоское зеркало, 6 — щель спектрографа

такими характеристиками: диаметр главного зеркала 50 см, эффективное фокусное расстояние в системе Кассегрена 24 м, в увеличительной камере — 120 м. Фокусировка телескопа проводится автоматически, выбор фотографируемого участка осуществляется наблюдателем на Земле с помощью телевизионной камеры. Аэростаты парашютной системы обеспечивают надежный подъем, полет и мягкую посадку станции.

одним из двух кассегреновских зеркал позволяет получить в фокальных плоскостях изображения Солнца диаметром 48 или 70 см.

Телескоп оснащен различными приборами и приемными устройствами (спектрографы, магнитограф, спектрогелиограф и др.), которые позволяют подробно исследовать отдельные участки солнечной поверхности, изучать тонкую структуру различных образований на поверхности Солнца (пятна, вспышки и т. п.), измерять их магнитные поля, яркость, лучевые скорости движения газов. Многие параметры регистрируются одновременно.

Получить идеальное изображение Солнца на поверхности Земли невозможно. Поэтому сейчас солнечные телескопы поднимают в верхние слои земной атмосферы или же выносят за ее пределы. Запуски астрономических стратосферных станций на высоту 20,5 км проводятся в СССР уже с 1966 г. В первых полетах солнечный телескоп имел

И, наконец, о наблюдениях солнечной короны, которую прежде можно было увидеть лишь во время полного солнечного затмения. Сейчас многие высокогорные обсерватории мира ежедневно наблюдают корону с помощью *внезатменных коронографов*. Этот прибор был изобретен в 1930 г. выдающимся французским астрономом Б. Лио (1897—1952). Для получения изображения короны в фокусе однолинзового объектива устанавливается «искусственная луна» — круглый диск, размеры которого несколько превосходят размеры изображения Солнца. Создаваемое этим диском искусственное солнечное затмение и фотографируется специальной камерой. Крупнейшие в мире внезатменные коронографы установлены на Горной станции ГАО АН СССР (вблизи Кисловодска) и Сиб. ИЗМИР АН СССР (в Иркутской области). Диаметры их объективов равны 53,5 см, фокусные расстояния — 8 метров. С помощью внезатменных коронографов удается наблюдать корону на расстояниях порядка десяти радиусов Солнца.

В заключение отметим, что общее число научных астрономических обсерваторий во всем мире в настоящее время превышает 500, 90 % из них расположены в северном полушарии.

Приемники излучения

Задача телескопа — построить в фокальной плоскости изображение небесного объекта или целого участка неба. Для регистрации полученного изображения, его всестороннего изучения в современной астрономии разработан ряд приемников излучения и вспомогательных приборов.

Среди общих характеристик приемника излучения выделяются его чувствительность (интенсивность реакции или «отклик» на световой сигнал), квантовый выход (величина, обратная наименьшему числу квантов света, необходимых для регистрации минимального светового сигнала), разрешающая способность (минимальный размер элемента изображения), временное разрешение (наименьший промежуток времени, на протяжении которого может быть проведено накопление сигнала и его считывание), коэффициент преобразования световой энергии или усиление (в фотоэлектронном умножителе это отношение потоков электронов на аноде прибора к потоку фотоэлектронов из фотокатода),

спектральная чувствительность (в идеальном случае приемник должен реагировать на сигнал независимо от частоты падающих квантов, т. е. быть неселективным), линейность («отклик» приемника должен быть строго пропорционален числу падающих фотонов) и др.

Глаз как приемник излучения. Естественным приемником излучения и одновременно «измерительным прибором» является глаз. И на протяжении около двух тысяч лет астрономы определяли звездные величины визуально.

Лабораторные исследования показали, что из каждых 33 фотонов, падающих в глаз, в среднем лишь один вызывает зрительное ощущение. Как принято говорить, квантовый выход глаза составляет всего 3 %. Порог чувствительности глаза составляет около 10^8 квант/с.

Установлено, что человеческий глаз способен заметить изменение потока излучения на одну сотую его величины. В звездных величинах это соответствует амплитуде около 0,01^m. В самом деле, пусть $E_2 = E_1 + \Delta E$ и E_1 — потоки излучения через единицу поверхности (освещенности) от звезд «2» и «1», причем отношение $\frac{\Delta E}{E_1} = 0,01$. Воспользовавшись формулой (3.3), находим, что разность видимых величин этих звезд составляет

$$m_1 - m_2 = 2,5 \lg \frac{E_2}{E_1} = 2,5 \lg \left(1 + \frac{\Delta E}{E_1} \right) = \\ = 2,5 \lg 1,01 = 2,5 \cdot 0,0043 \approx 0,01^m.$$

Днем человеческий глаз более всего чувствителен к длинам волн $\lambda \approx 5550 \text{ \AA}$, ночью — к длинам волн $\lambda = 5130 \text{ \AA}$. Звездная величина светила, определенная с помощью человеческого глаза, т. е. визуально, получила название *визуальной звездной величины*.

Фотографическая эмульсия. Уместно вспомнить, что первые фотографии спектров ярких звезд были получены в 1863 г., а систематическое использование фотографии в астрономии началось примерно с 1880 г. В наше время более 50 % всех астрономических наблюдений осуществляется путем фотографирования объектов (или их спектров) на фотоэмульсии. Именно этот метод позволяет изучать объекты, которые вообще недоступны для визуальных наблюдений. Фотографическая эмульсия, в отличие от глаза, способна накапли-

вать кванты света, на ней одновременно могут быть зафиксированы сотни и тысячи светил. И, наконец, полученное изображение определенного участка неба или объекта может сохраняться много лет.

Фотографическая эмульсия является суспензией галоидного серебра (бромистого серебра с небольшой добавкой йодистого серебра) в эмульсии желатинны. Если на эмульсию попадает поток фотонов, в ней образуется скрытое изображение: отрицательный ион брома захватывает фотон, превращаясь в нейтральный атом по схеме $\text{Br}^- + h\nu \rightarrow \text{Br} + e^-$.

В свою очередь электрон примыкает к положительному иону серебра, вследствие чего образуется металлическое серебро $\text{Ag}^+ + e^- \rightarrow \text{Ag}$. В процессе проявления это металлическое серебро действует как катализатор, ускоряя восстановление серебра во всем объеме микрокристалла. Благодаря этому происходит усиление изображения в 10^6 — 10^9 раз! Фиксированием из эмульсии удаляется то галоидное серебро, которое не успело принять участие в процессе восстановления.

Большая часть света, падающего на фотоэмульсию, отражается от нее или пропускается ею. И лишь около 10 % поглощается фотографическими зернами; почернеет при проявлении лишь то зерно, в котором поглотилось около десяти фотонов. Отсюда следует, что квантовый выход фотоэмульсии меньше 1 %.

Обычная (бромосеребряная) фотографическая эмульсия наиболее чувствительна к фиолетовой области спектра с «эффективной» длиной волны около 4300 Å. Чтобы сделать фотоэмульсию чувствительной к длинным волнам, к ней добавляют красящие вещества, способные поглощать кванты света. Это называется оптической *сенсibilизацией*. Сенсibilизированные эмульсии, чувствительные до 6500—7000 Å, называются панхроматическими. В астрономии используются также инфракрасные эмульсии, чувствительные к инфракрасным лучам до 13 000 Å. В качестве подложки, на которую наносится эмульсионный слой, в астрономии используются стеклянные пластинки и пленки.

В последние годы астрономы используют около 20 различных типов фотоэмульсий. Разработаны различные методы их гиперсенсibilизации (очувствления), позволяющие значительно (в три—пять раз) повысить их светочувствительность и тем самым сокращать продолжительность экспозиции. Для этого используется,

в частности, предварительный прогрев фотоматериалов до 50—60 градусов, длительное (до 10 и более часов) выдерживание их в азоте, водороде или в их смеси, взятой примерно в отношении 95 % + 5 % (рис. 69).

Уже практикуется получение цветных фотографий неба и прежде всего — отдельных типов газовых туманностей. Благодаря различиям в цвете удастся выявить

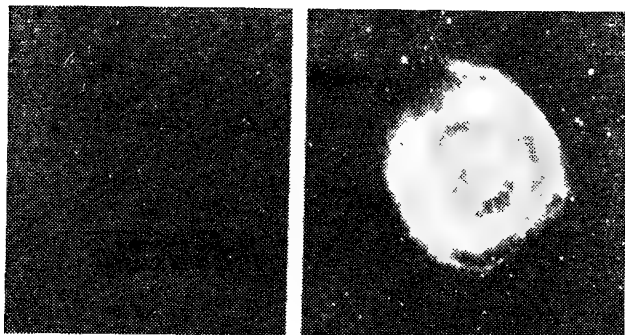


Рис. 69. Область планетарной туманности NGC 7293, сфотографированная на 76-сантиметровом рефлекторе с экспозицией в 70 мин. Слева — на нечувствительной пластинке, справа — на пластинке, очувствленной теплым азотом

особенности их строения и распределения в них физических параметров, в частности плотности и температуры.

Фотоэлектронные умножители (ФЭУ). Поток фотонов, идущий от небесного светила, можно превратить в электрический ток. На этом и основан принцип работы используемых с середины 40-х годов фотоэлектронных приемников излучения, или *фотоумножителей*. Сегодня с использованием фотоумножителей выполняется около 40 % всех астрономических наблюдений.

Фотоумножитель (рис. 70) является составной частью *фотоэлектрического фотометра*. Это стеклянный прозрачный баллон, в котором создан вакуум и в который вмонтированы фотокатод, эмиттеры (или, как их еще называют, диоды) — в общем количестве до двух десятков, — и анод. Все они имеют выводы, к которым подаются все увеличивающиеся электрические потенциалы. Электрон, вырванный в результате фотоэффекта из фотокатода, ускоряется в электрическом поле, ударяет-

ся в поверхность первого эмиттера и выбивает из него четыре-пять электронов, которые в свою очередь движутся по направлению ко второму эмиттеру, и т. д. В конечном итоге количество электронов, попадающих на анод, будет в 10^6 — 10^9 раз больше начального числа электронов, вырванных из катода. Квантовая эффективность лучших фотокатодов не превышает 30—40 %,

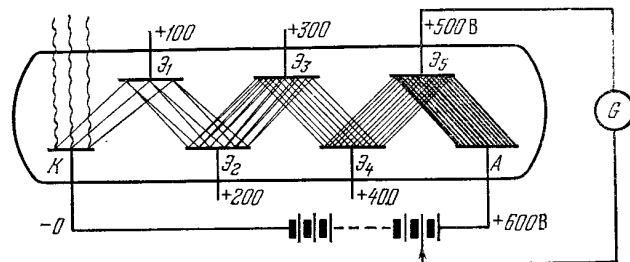


Рис. 70. Схема многокаскадного фотоумножителя

т. е. каждые десять упавших на фотокатод квантов образуют всего три-четыре свободных «эффективных» электрона.

Одним из серьезных требований, предъявляемых к фотокатоду, является то, что его спектральная чувствительность должна охватывать как можно больший интервал длин волн. Хорошими в этом отношении оказались кислородно-цезиевые катоды на серебряной подложке, имеющие высокую чувствительность в интервале от 3000 до 10 000 Å. Второе требование — чтобы так называемый темновой ток (возникающий в результате самопроизвольного «испарения» электронов из эмиттеров) был как можно меньшим. Для этого, в частности, некоторые типы фотоумножителей в процессе работы с ними охлаждаются сухим льдом до температуры 203 К.

Твердотельные фотоприемники. Выше речь шла о фотоумножителях, работающих на принципе внешнего фотоэффекта. С начала 70-х годов в астрономии началось использование твердотельных приемников излучения, действие которых основано на присущем всем полупроводникам явлении внутреннего фотоэффекта. Квантовый выход такого приемника достигает 80 %. Для снижения шумов прибор охлаждается до температуры жидкого азота (77 К).

Наибольшее распространение получили приборы, в которых используется структура «металл — оксид —

полупроводник», причем в качестве этого последнего берется кремниевая кристаллическая пластина. Между металлом (электродом) и полупроводником (подложкой) прикладывается «обратная» разность потенциалов (на электроде — минус, на подложке — плюс), благодаря чему под электродом возникает слой, обедненный свободными носителями зарядов. На поверхности контакта между окислом и подложкой из кремниевой пластины (полупроводника *n*-типа, в котором основными носителями зарядов являются электроны) возникает «потенциальная яма» для свободных носителей противоположного знака — дырок. При освещении подложки в ней возникают электронно-дырочные пары и дырки накапливаются в обедненном слое, нейтрализуя заряд, уменьшение которого пропорционально продолжительности освещения и подлежит измерению.

Простейшим приемником, основанным на внутреннем фотоэффекте, является диодная линейка из нескольких сотен (до тысячи) тесно расположенных элементов шириной 25—50 мкм и длиной 400—600 мкм. В усложненном варианте (несколько диодных линеек) — это прямоугольная или квадратная матрица, состоящая из квадратных фотодиодов размером 25×25 мкм. И так как в фотодиоде фототок лишь формируется, но не усиливается, то в твердотельных приемниках осуществлен принцип накопления заряда с продолжительностью времени накопления от 1 мс до 1000 с.

Важной проблемой, стоявшей перед конструкторами твердотельных приемников излучения, была организация «опроса» каждого из диодов — ячеек, в которых накапливалась информация. Был использован принцип разработки монолитных функциональных узлов — интегральных микросхем, все элементы которых изготавливаются в едином технологическом процессе, с электронной системой считывания, управляемой внешними электрическими импульсами. Устройства, состоящие из нескольких, установленных параллельно диодных линеек, получили название самосканирующих матриц.

По особенностям считывания информации твердотельные приемники подразделяются на три типа. В приборах с инжекцией заряда (ПЗИ) при считывании снимается напряжение, в результате чего носители (дырки) переходят (инжектируются) от поверхности контакта между подложкой и окислом в подложку. При этом во внешней цепи возникает импульс тока,

пропорциональный накопленному заряду. В приборах с зарядовой связью (ПЗС) сбор и хранение заряда такие же, но считывающее устройство выдает наружу величину реального заряда. Это осуществляется с помощью проводящих каналов (регистров сдвига). Третьим типом кремниевых самосканирующих матриц являются ретиконы — фотодиодные матрицы с индивидуальным подключением диодов, на которые подано обратное смещающее напряжение. В результате освещения подложки каждый из диодов частично разряжается индуцированными носителями заряда. Величина потока излучения в каждой конкретной точке массива и определяется коротким (порядка 20—40 нс) импульсом тока дозаряда фотодиода до исходного уровня. На кристалле кремния размером 20×16 мм уже удалось разместить 245 000 ячеек. Вся обработка результатов проводится на электронно-вычислительных машинах.

Многоанодные микроканальные матричные приемники. С середины 70-х годов в астрономии используются фотоэлектрические матричные приемники (рис. 71). Важнейшей частью такого приемника является микроканальная пластина — набор из большого числа тесно расположенных стеклянных трубочек с диаметрами порядка 10—50 мкм и длиной в 50—100 раз больше. Плотность упаковки трубочек в микроканальных пластинах достигает 10^6 — 10^8 см⁻², а диаметры самих пластин — 7 см. Для повышения коэффициента вторичной электронной эмиссии на внутреннюю поверхность трубочек наносится специальное покрытие. Сами трубочки имеют несколько изогнутую С-образную форму, что позволяет избежать ионной обратной связи. К торцам трубочек прикладывается напряжение порядка 1—2 кВ.

Через выходное окошко с помощью телескопической системы строят изображение на фотокатоде. Возникающее в результате фотоэффекта электроны попадают в трубочки через их катодные концы и, соударяясь со стенками, порождают потоки вторичных электронов, которые собираются на аноде — на отдельных электродах матричного элемента, подключенных к счетному устройству. Коэффициент усиления достигает величины 10^7 — 10^8 раз, скорость счета — до 100 000 событий на 1 мм² за 1 с. Данные измерений могут быть переданы в системы записи и визуального контроля, располагающихся на расстоянии в нескольких десятках метров от

телескопа. Заметим, что прибор устанавливается в стальном разборном корпусе, к которому подключен

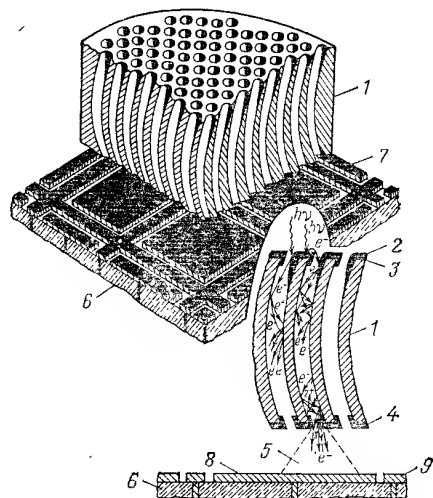


Рис. 71. Схема многоанодного микроканального матричного приемника с дискретной анодной матрицей: 1 — микроканальная матричная пластинка, 2 — непрозрачный фотокатод, 3 — входной электрод, 4 — выходной ускоряющий электрод (анод), 5 — выходной пакет зарядов, 6 — керамическая подложка, 7 — дискретная анодная матрица, 8 — отдельный электрод матричного элемента, 9 — межэлементный экранирующий электрод

ионный насос, предназначенный для создания в каналах матричной пластины высокого вакуума.

Вспомогательные приборы

Светофильтры. Светофильтром является оптическая среда (ею может быть стеклянная пластинка, окрашенный раствор и т. д.), пропускающая излучение лишь в определенном участке длин волн. Для каждого светофильтра можно построить *кривую пропускания*, по которой судят о прозрачности светофильтра заданных размеров в зависимости от длины волны (рис. 72). Характеристикой светофильтра будет *полуширина кривой пропускания* $\Delta\lambda$, измеренная в ангстремах (или нанометрах) — ширина полосы, для которой коэффициент пропускания $\phi(\lambda)$ равен половине его максимального значения.

Светофильтры, для которых $\Delta\lambda > 300 \text{ \AA}$, называются широкополосными, при $\Delta\lambda = 100 - 300 \text{ \AA}$ — среднеполосными и при $\Delta\lambda < 100 \text{ \AA}$ — узкополосными. В качестве таких светофильтров используются различные сорта цветных стекол, причем узкополосный фильтр можно

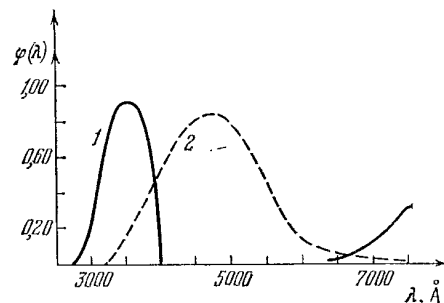


Рис. 72. Кривые пропускания стеклянных светофильтров: 1 — ультрафиолетового, 2 — синего

получить путем комбинации нескольких широкополосных, хотя при этом коэффициент пропускания фильтра будет невысоким.

Часто в качестве узкополосных фильтров используются *интерферометры Фабри — Перо*, основным элементом которых являются две тонкие стеклянные пластинки, покрытые изнутри полупрозрачным слоем серебра. Если h — расстояние между пластинками, то через систему перпендикулярно к пластинкам проходят лишь

лучи с длиной волны $\lambda = \frac{2}{n} h$, где $n = 1, 2, 3 \dots$ — целое число. Свет других длин волн гасится при взаимодействии прямых и отраженных волн. Построенные по этому принципу интерференционные фильтры имеют ширину пропускания всего около $20 \text{ \AA}$, ослабляя падающее излучение в данной длине волны меньше чем на 50 %.

Еще более узкими являются *интерференционно-поляризационные фильтры*, у которых полуширина полосы пропускания достигает $0,5$ и даже $0,1 \text{ \AA}$. Состоят они из нескольких (8—14) тонких пластинок (толщиной от одного до десяти миллиметров), изготовляемых из кристаллов кварца (исландского шпата) и чередуемых с поляроидами.

Спектральные приборы. При помощи призмы или дифракционной решетки параллельный пучок света можно разложить в спектр. В первом случае спектральный аппарат называется *призменным*, во втором — *дифракционным спектрографом*.

Лучи света, строящие изображение небесного светила в фокальной плоскости, не являются параллельными. Вот почему необходимым элементом спектрального аппарата является *коллиматор* — объектив или зеркало (L), устанавливаемые перед призмой (решеткой) и

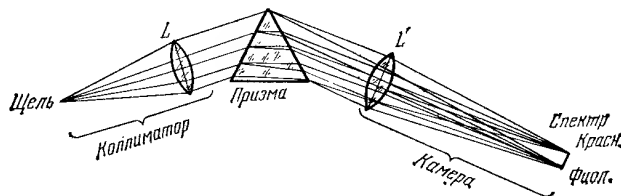


Рис. 73. Схема призменного спектрографа

превращающие пучок света, идущий от щели, в параллельный. Второй объектив (L') должен построить изображение щели (фактически — целого спектра) в фокальной плоскости спектрографа (рис. 73).

Одной из важнейших характеристик спектрографа является его разрешающая способность $R = \lambda/\Delta\lambda$, где $\Delta\lambda$ — расстояние между двумя линиями, которые в спектре уже видны раздельно. Другой характеристикой является линейная дисперсия — длина спектра (в мм), соответствующая единице длин волн ($1 \text{ \AA}$). Обычно пользуются обратной мерой — измеряют количество ангстремов, уместяющихся в одном миллиметре (*обратная линейная дисперсия*). Разрешающая сила «среднего» призменного спектрографа равна 20 000—50 000 (вблизи линии $\lambda = 4000 \text{ \AA}$), обратная линейная дисперсия — 15—40 $\text{\AA}/\text{мм}$. Заметим, что последняя величина обратно пропорциональна фокусному расстоянию объектива f . Обычно используются объективы с фокусным расстоянием порядка одного метра.

Дисперсия призменного спектрографа с увеличением длины волны существенно уменьшается (число $\text{\AA}/\text{мм}$, наоборот, увеличивается). Так, для призмы, изготовленной из флинта, при $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ она в 2,6 раза, а при $\lambda = 6000 \text{ \AA}$ — в 4,5 раза меньше, чем для волны 3800 $\text{\AA}$. Малая дисперсия в красной и инфракрасной

части призменного спектра создает серьезные трудности при его исследовании. Обычно для получения большей дисперсии пользуются несколькими и последовательно установленными призмами. Это приводит к значительным потерям света из-за отражения и поглощения. Все эти затруднения отпадают, если для получения спектров используется *дифракционная решетка*.

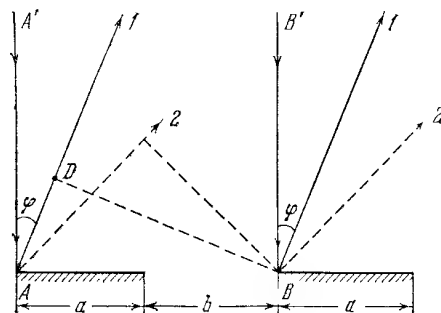


Рис. 74. Схема отражательной дифракционной решетки

Дифракционная решетка — это алюминированное зеркало, на которое наносится от 300 до 2400 штрихов на один миллиметр. Принцип работы ее как спектрального аппарата можно представить так. Пусть a — ширина алюминированных полос, b — расстояние между ними. Предположим, что на решетку падают лучи света перпендикулярно к ее поверхности (рис. 74). Часть лучей отражается от полос в направлении $A'B'$, остальные рассеиваются под различными углами к нормали (т. е. к направлению AA'). В результате интерференции «выживаю» те из них, для которых расстояние AD (разность хода двух лучей) равно целому числу длин волн. Это условие записывается в виде

$$(a + b) \sin \varphi = \pm n\lambda. \quad (4.8)$$

Величина $a + b = 1/c$ (где c — число штрихов в одном миллиметре) называется *постоянной решетки*, а n — *порядок спектра*. Таким образом, для каждой заданной длины волны имеются определенные направления $\varphi_n = \arcsin \frac{n}{a+b} \lambda$, в которых ее можно наблюдать. Но $n = 0, \pm 1, \pm 2$ и т. д. Отсюда следует, что дифракционная решетка дает спектры первого ($n = 1$), второго

($n=2$), третьего ($n=3$) и т. д. порядков. При этом ближе всего к нормали располагаются фиолетовые лучи, дальше всего — красные (так как длина волны первых из них меньше длины волны вторых). Вторым выводом из формулы (4.8) заключается в том, что дисперсия дифракционной решетки не зависит от длины волны, однако, при переходе от спектра n -го к $n+1$ -му порядку она увеличивается в $(n+1)/n$ раз. И, наконец, спектры разных порядков перекрываются, так как всегда имеются длины волн λ_1 , λ_2 и λ_3 , для которых $n_1\lambda_1 = n_2\lambda_2 = n_3\lambda_3$. Так, если $n_1 = 1$, $n_2 = 2$, $n_3 = 3$, то $\lambda_1 = 2\lambda_2 = 3\lambda_3$, на том же угловом расстоянии от нормали к решетке в первом порядке наблюдается, например, инфракрасная область спектра с длиной волны 8000 Å и одновременно синяя с длиной волны 4000 Å во втором порядке. Поэтому перед щелью спектрографа или перед фотографической пластинкой устанавливается широкополосный фильтр, пропускающий только длины волн, интересующие наблюдателя.

Разрешающая сила решетки R измеряется произведением порядка спектра на полное число штрихов на ее рабочей поверхности. Так, для решетки, имеющей длину 15 см при $s = 600$ штр/мм, $R = 9 \cdot 10^4 n$. Обратная линейная дисперсия этой решетки во втором порядке при фокусном расстоянии объектива камеры (f), равном одному метру, составляет 8,6 Å/мм. В общем она прямо пропорциональна постоянной решетки s и обратно пропорциональна порядку спектра n и фокусному расстоянию f объектива камеры.

В ряде случаев (например, при изучении быстропеременных процессов, происходящих на поверхности Солнца) желательно получить одновременные фотографии спектра в широком интервале длин волн. А между тем при дисперсии 1 Å/мм лишь диапазон шириной в 1000 Å уложится на пластинку длиной в ... один метр.

И все же можно построить спектрограф, который дает возможность зафиксировать на фотопластинке одновременно весь спектр шириной 4000 Å. Для этого вместо обычной решетки используется *эшелле* — решетка с небольшим (порядка 50—100) числом штрихов прямоугольной формы. Если для наблюдений использовать высокий порядок спектра (например, $n=40$), то под углом φ_n в n -м и $n+1$ -м и т. д. порядках будут идти близкие длины волн. Задача, следовательно, заключается в том, чтобы их разделить. Для этого использует-

ся призма (или вторая решетка), которая устанавливается на пути диспергированных лучей «поперек» дисперсии эшелле. В итоге каждый из участков спектра $n+1$, $n+2$ и т. д. порядков разместится непосредственно под полосой спектра n -го порядка. Таким образом и получают весь спектр в виде ряда строк.

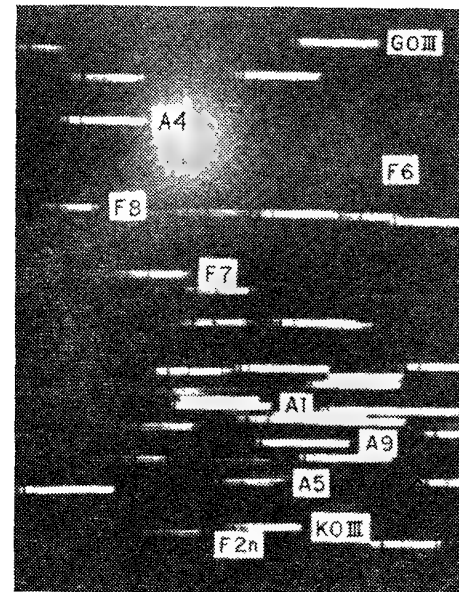


Рис. 75. Фотографии звездных спектров, полученные с объективной призмой. Для некоторых звезд указан спектральный класс

Дифракционный спектрограф, установленный в фокусе кудэ 5-метрового телескопа, позволяет на протяжении ночи получить спектр звезды до 8^m с дисперсией около 2,5 Å/мм или же звезды 16^m с дисперсией 40 Å/мм.

Здесь уместно вспомнить, что роль первых астрономических спектрографов выполняли призмные камеры или, иначе, камеры с *объективной призмой*. В самом деле, если перед объективом астрографа установить призму (обычно — с преломляющим углом 10° или меньше) такого же диаметра, то фокальные изображения звезд растянутся в спектры (рис. 75). Таким образом, призмная камера дает возможность получить

одновременно спектры большого числа звезд, тогда как на щелевом спектрографе фотографируется спектр лишь одной звезды.

В конце прошлого века объективные призмы были широко использованы для спектральной классификации звезд. Они успешно используются в наше время для обзорных работ, поисков звезд с эмиссией в спектрах и т. д. Однако у призмной камеры имеются существенные недостатки. Так, за счет хроматической аберрации изображение спектра резко ухудшается к концам спектра. Далее, качество спектра существенно зависит

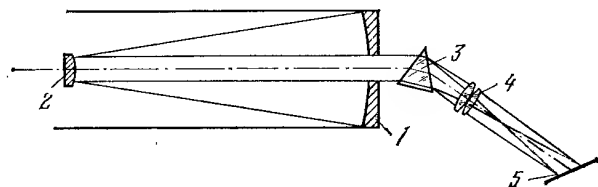


Рис. 76. Телескоп системы Мерсенна в комбинации с бесщелевым спектрографом: 1 и 2 — главное и вспомогательное зеркала, 3 — призма, 4 — коллиматор, 5 — фокальная плоскость

от состояния земной атмосферы, ошибок гидрирования, изменения температуры призмы в процессе наблюдения и др. Поэтому использовать объективную призму для решения такой задачи, как исследование профилей линий, нельзя.

Для выявления квазаров созданы особые спектральные приборы — *гризмы* (от англ. grating — решетка и prism — призма). Это призма с нанесенными на одну из граней штрихами дифракционной решетки.

Для получения спектров очень слабых объектов (например, планетарных туманностей) используется *бесщелевой спектрограф*. Одним из примеров такого аппарата может быть комбинация так называемой системы Мерсенна (дающей параллельный пучок после отражения от дополнительного зеркала) с призмой (рис. 76).

Фотометры. Выше мы подчеркивали большие достоинства фотографического метода в изучении небесных светил. В частности, получив изображение определенного участка неба, астроном может провести его *фотометрическое* исследование, т. е. определить яркость и звездные величины конкретных небесных светил. Для

этого необходимо измерить степень созданных этими объектами почернений негатива, которые пропорциональны количеству серебра, выделившегося в слое после проявления.

Однако зависимость степени почернения негатива от величины падающего излучения (т. е. чувствительность фотографического слоя) не является линейной. Связь между количеством *освещения* $H = Et$ (E — освещенность, t — продолжительность экспозиции) и результирующим фотографическим эффектом — почернением D устанавливается опытным путем с помощью *характеристической кривой*, которая показана на рис. 77. Как видно, на начальном участке AB кривой почернение очень слабо зависит от количества освещения H , на прямолинейном BC оно пропорционально логарифму H , на верхнем криволинейном участке CD рост почернения сначала замедляется, а при еще больших экспозициях может произойти даже его уменьшение.

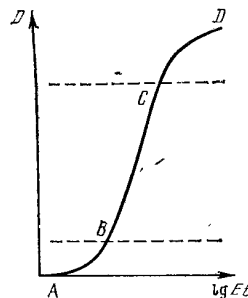


Рис. 77. Характеристическая кривая фотографической эмульсии

Все сказанное в равной степени относится к фотографии группы звезд определенного участка неба. При каждой конкретной выдержке лишь звезды некоторого интервала величин попадают в область нормальных экспозиций, т. е. на прямолинейный участок характеристической кривой, в область прямой пропорциональности между почернением и блеском звезды (ее звездной величиной). Кроме того, почернение зависит от условий обработки негатива: от продолжительности проявления, температуры проявителя и т. д. Все это приводит к тому, что ошибки в определении звездных величин фотографическим путем достигают 5—7 %.

Фотоэлектронный приемник излучения превращает поток фотонов в электрический ток, который может быть измерен с высокой точностью (до 0,1 %!). Кроме того, с помощью электрофотометра можно измерять излучение небесных объектов в отдельных спектральных интервалах. Вот почему *электрофотометр* — фотометрический прибор, в котором в качестве приемника излучения используется фотокатод, — является одним из главных астрофизических приборов. Сейчас с помощью

электрофотометров проводится около 40 % всех астрономических наблюдений.

Схема простейшего одноканального фотоэлектрического фотометра для наблюдений звезд показана на рис. 78. Свет, отраженный от вторичного кассегреновского зеркала телескопа, проходит последовательно (на рисунке слева направо) через 1) диафрагму фотометра, которая совмещается с фокальной плоскостью телескопа, 2) линзу Фабри, которая строит на фотокатоде изо-

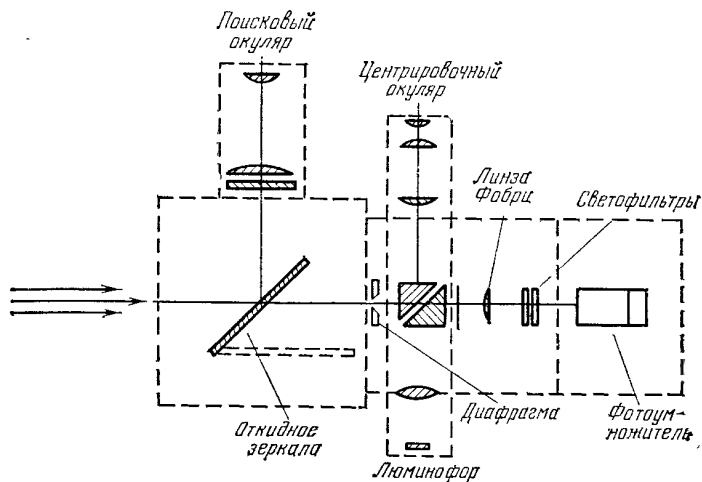


Рис. 78. Схема фотометра с фотоумножителем

бражение входного зрачка телескопа, 3) один из светофильтров (устанавливаемых для удобства замены во вращающемся диске) и, наконец, попадает на фотокатод фотоумножителя. Для отождествления звезды и контроля за наведением ее изображения на фотокатод используются поисковый и центрировочный окуляры. В комплект фотометра входит также люминофор, используемый как стандартный источник света для контроля за работой фотометра.

После дополнительного усиления фототока сигнал подается на регистрирующее устройство — самописец или счетчик фотонов. Если i_0 — отсчет от звезды с известной величиной m_0 , i — отсчет от звезды, величина которой m определяется, то разность этих величин

$$m - m_0 = -2,5 \lg \frac{i}{i_0}$$

может быть найдена с небольшой погрешностью в $0,01^m - 0,02^m$.

В последнее время достигнуты большие успехи в создании многоканальных фотометров, позволяющих одновременно наблюдать светило в нескольких интервалах длин волн. Для разделения спектральных областей луч света от телескопа попадает предварительно на призму или дифракционную решетку.

Приборы фотоэлектронного изображения. Для усиления яркости изображения слабых объектов, сокращения выдержки, увеличения проникающей способности, для расширения диапазона наземных наблюдений в ультрафиолетовую и инфракрасную области спектра в последнее время успешно используются электронные камеры, электронно-оптические преобразователи (ЭОП) и телевизионные системы. В этих приборах изображение строится не светом, а потоками электронов.

Электронная камера, построенная в начале 50-х годов, представляет собой вакуумный баллон, в котором помещаются фотокатод и пластинка с электронографической эмульсией (эмульсией, чувствительной к электронному удару). На полупрозрачном фотокатоде, установленном в фокальной плоскости телескопа, строится световое изображение определенного участка неба. Под действием света из фотокатода вырываются фотоэлектроны, которые благодаря приложенному ускоряющему напряжению (порядка 30 киловольт) ускоряются по направлению к эмульсии. С помощью электростатической или магнитной фокусировки здесь строится электронное изображение, соответствующее световому изображению на фотокатоде. Каждый фотоэлектрон оставляет свой след на пластинке, разлагая около десяти зерен эмульсии. Чтобы уменьшить испарение газов из эмульсии и отравление ими фотокатода при работе камеры пластинки охлаждаются жидким азотом до температуры 103 К. Эффективность электронной камеры примерно в десять раз выше по сравнению с прямым фотографированием на высокочувствительную эмульсию. Например, в прямом фокусе 2,2-метрового телескопа за 40 мин получают изображения звезд $24,3^m$.

Большим достоинством электронной камеры является линейная зависимость почернения эмульсии от освещенности фотокатода. Поэтому она успешно может использоваться для определения звездных величин предельно слабых звезд, для изучения структуры протя-

женных объектов, анализа их спектров. Недостатком электронных камер является небольшой размер фотокатода (около 25 мм) и сложность в эксплуатации. Так, для нормальной работы камеры в отсеке, где находится фотокатод, необходимо поддерживать вакуум, что создает немалые трудности для перезарядки.

В настоящее время уже сконструированы электронные камеры, в которых электронографическая эмульсия устанавливается вне вакуумного баллона. Так в *спектраконе*, созданном Дж. Мак Ги (Англия), фотокатод

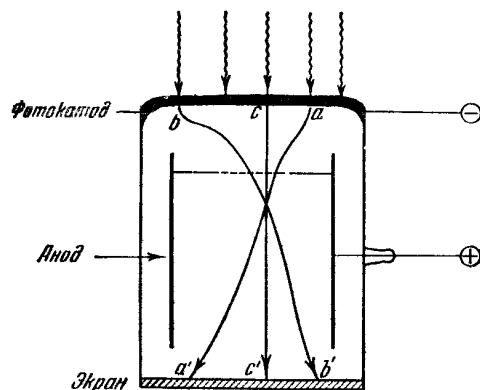


Рис 79. Схема электронно-оптического преобразователя

нанесен на внутреннюю сторону входного окна вакуумного сосуда. Фотоэлектроны, ускоренные электрическим полем, проскакивают через слюдяное окошко толщиной около 4 мк и попадают на электронографическую эмульсию, которая плотно прижимается к окну снаружи камеры. Спектракон оказался исключительно эффективным прибором при изучении спектров и для определения величин предельно слабых звезд.

Простой *электронно-оптический преобразователь* (ЭОП) можно уподобить однокаскадному фотоумножителю, в котором анод изготовлен в виде цилиндрической трубки, играющей роль фокусирующей системы (рис. 79). Фотоэлектроны свободно проскакивают сквозь нее и попадают на экран, покрытый люминофором — сульфидом цинка или кадмия. Ударяясь в экран, электроны резко тормозят, а экран светится (флуоресцирует). Тем самым электронное изображение преобразуется в световое, которое фотографируется обычным

фотоаппаратом. В этом случае, однако, на пленку попадает менее 10 % квантов, покинувших люминофор, и если говорить о выигрыше, то электронно-оптический преобразователь лишь трансформирует инфракрасное изображение, построенное телескопом на фотокатоде, в более коротковолновое, видимое на флуоресцирующем экране.

Образующийся на люминофоре фотонный поток более эффективно используется в *контактных ЭОП*. В данном случае люминофор наносится на тонкую слюдяную пластинку, которой закрывается окошко вакуумного баллона ЭОП. При работе с контактным ЭОП фотографическая пленка плотно прижимается к слюдяному окошку. Усиление простого ЭОП достигает при этом $50\times$. Диаметр поля современного ЭОП 10—15 см.

В настоящее время используются *каскадные ЭОП* — объединения нескольких ЭОП в одном вакуумном баллоне. Промежуточный каскад усиления представляет собой тонкую слюдяную пластинку, на одной стороне которой нанесен люминофор, на другой — фотокатод. Двухкаскадный ЭОП дает усиление порядка 2000, трехкаскадный — 10^5 раз. В еще более сложных системах усиление яркости достигает величины 10^8 .

Успешно используется при конструировании ЭОП волоконная оптика. В частности в некоторых типах ЭОП слюдяная пластинка заменена «жгутом», диском, состоящим из огромного числа взаимно параллельных тончайших светопроводов. На внутреннюю сторону такого светопроводного экрана наносится люминофор, к его внешней стороне прижимается фотопластинка или матрица из фотодиодов, преобразующих усиленное изображение объекта в электрический сигнал. В *диджиконах* — приборах с прямым преобразованием усиленного электронного изображения в электрический сигнал — люминисцентного экрана вообще нет, он заменен диодной матрицей. Приборы этого типа играют исключительно важную роль в получении спектров предельно слабых объектов. Регистрация данных происходит в режиме счета фотонов, точнее, счета отдельных импульсов, образуемых потоками электронов, которые являются итогом выбрасывания фотоэлектрона из фотокатода при поглощении кванта света.

Большой выигрыш во времени при наблюдениях слабых объектов получают с помощью *телевизионных систем*. Телевизионный метод, использование которого

в астрономии началось в 50-х годах, дает возможность значительно усиливать слабые по яркости изображения небесных светил, передавать их от астрономического телескопа в лабораторное помещение, увеличивать масштаб изображения, его контрастность и яркость, рассматривать это изображение или фотографировать его.

Телевизионный телескоп состоит из пяти основных блоков электронной аппаратуры: 1) передающей телевизионной трубки, 2) видеоусилителей, 3) канала связи, 4) приемной телевизионной трубки — кинескопа и 5) блоков питания и регулировки режима работы. Принцип работы телескопа заключается в разложении изображения, созданного в фокальной плоскости оптического телескопа, на элементы — видеосигналы, величина которых пропорциональна средней яркости передаваемых элементов изображения. Видеоусилитель усиливает сигнал до величины, достаточной для передачи его по каналу связи. В приемной части телевизионного устройства сигнал поступает на вход видеоусилителя, усиливается, а затем с помощью развертывающего устройства и приемной телевизионной трубки преобразуется в оптическое изображение на экране кинескопа.

В астрономии употребляются несколько типов передающих трубок — суперортикон, видикон и супервидикон (см. книгу: Телевизионная астрономия/Под ред. В. Б. Никонова.— 2-е изд.— М.: Наука, 1984). Усиление освещенности в изображении, даваемом телевизионной системой (отношение освещенности на экране кинескопа к освещенности на фотокатод передающей трубки) достигает 10^5 — 10^8 раз. Эффективность телевизионной установки еще больше возрастает, если ее использовать совместно с каскадным ЭОП. Так, еще в 1965 г. в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР на 50-сантиметровом телескопе было получено изображение звезды 20^m при выдержке всего... 4 секунды!

Одной из важных областей использования телевизионных установок в астрофизике будет, вероятно, поиск сверхновых, вспыхнувших в других галактиках (рис. 80). Как показал, в частности, опыт крымских астрофизиков, за одну ночь наблюдений можно просмотреть не менее 160 галактик. Вспышка сверхновой может быть обнаружена при сравнении изображения галактики, видимого на телевизионном экране, со снимком из каталога, составленного с помощью той же уста-

новки. Заметим, что снимки рис. 80 были получены на 50-сантиметровом телескопе с выдержкой 30 секунд. При использовании системы для автоматической дистанционной установки телескопа по заданным координатам и при наличии автоматического согласования движений инструмента и купола башни число просматриваемых за ночь галактик может быть увеличено до 400!

Благодаря телевизионному методу появилась *спеклоинтерферометрия* — метод достижения дифракционного

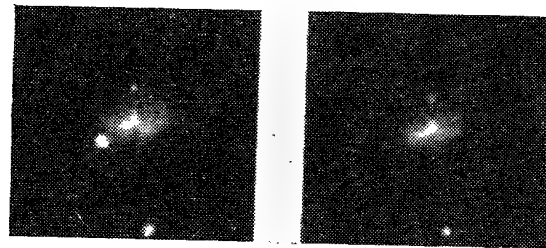


Рис. 80. Вспышка сверхновой ($13,5^m$), зарегистрированная в галактике NGC 3389 телевизионным методом. Снимки получены 2 февраля и 5 марта 1967 г. в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР

разрешения телескопа с помощью скоростной регистрации изображения объекта. Ведь, как уже отмечалось выше (с. 157), диаметр дифракционного диска звезды при наблюдениях на крупных телескопах должен был бы быть меньше $0,1''$. Однако из-за рассеивания световых лучей на неоднородностях атмосферы происходят хаотические движения изображения атмосферы происходят хаотические движения изображения в фокальной плоскости телескопа с характерными частотами в десятки и сотни герц и в результате образуется диск дрожания, размеры которых в лучшем случае равны $1''$ — $2''$. Так вот, используя высокочувствительный телевизионный приемник и производя фотографирование с экспозицией в несколько сотых долей секунды, получают «мгновенное» изображение объекта, диаметр которого близок к дифракционному периоду. Тем самым удается не только установить двойственность объекта, но и оценить важнейшие параметры системы. Так, в частности, в 1981 г. была открыта двойственность звезд ι Лиры и ζ Дракона.

Поляриметры. Как известно, колебания электрического и магнитного векторов в электромагнитной (в том

числе — световой) волне происходят в направлениях, перпендикулярных к направлению распространения волны. Для каждой волны, излученной конкретным атомом, можно указать плоскость, в которой происходят колебания вектора напряженности электрического поля (плоскость колебаний) и перпендикулярную к ней плоскость, в которой меняется магнитный вектор (*плоскость поляризации*). Наблюдаемое излучение возникает

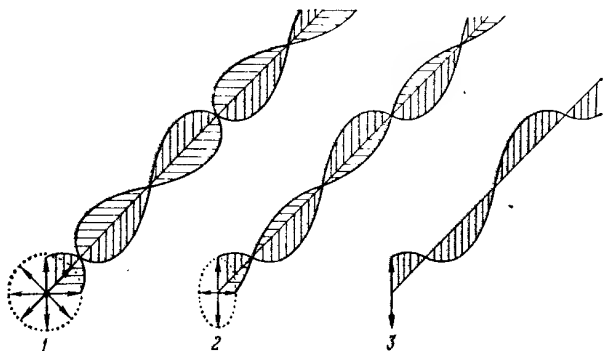


Рис. 81. Неполаризованный, или естественный (1), частично поляризованный (2) и полностью поляризованный (3) свет. Длины стрелок пропорциональны интенсивности световых волн

в результате сложения одновременного излучения большого числа атомов. Поэтому в большинстве случаев оно является непolarизованным, т. е. все направления колебаний электрического вектора в нем равноправны (рис. 81, 1). И наоборот, синхротронное излучение является поляризованным: в нем электрический вектор перпендикулярен к направлению магнитного поля, в котором происходит торможение релятивистских электронов. Отсюда следует, что изучение отдельных объектов может дать важные сведения о механизмах их высвечивания, о процессах происходящих на их поверхностях или в окружающем их пространстве.

Выделение из пучка естественного света излучения, у которого колебания электрического вектора происходят в определенной плоскости (рис. 81, 3), называется *поляризацией света*. Поляризация возникает, например, при отражении света от среды, при рассеянии на пылинках, атомах или электронах, при прохождении его через кристалл кварца или полевого шпата. Последнее явление

и используется для изготовления *анализаторов*, которые из всего излучения выделяют лишь его часть, поляризованную вдоль основной плоскости кристалла.

Анализатор, как составная часть *поляриметра* — прибора для измерения степени поляризации света — устанавливается перед фокальной плоскостью телескопа. Изменяя ориентацию анализатора, т. е. вращая его вокруг оптической оси телескопа, можно измерить интенсивность поляризованного излучения в различных направлениях. Для неполяризованного света эти интенсивности будут одинаковыми. Для поляризованного света имеется некоторое положение анализатора (определенный *позиционный угол*), при котором наблюдается максимум поляризации — интенсивность излучения имеет наибольшее значение $I_{\max}$. В перпендикулярном направлении интенсивность излучения будет достигать наименьшего значения $I_{\min}$. Разность интенсивностей вдоль направлений максимума и минимума поляризации, деленная на их сумму, называется *степенью поляризации*,

$$p = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}.$$

Измерение поляризации излучения конкретных небесных объектов может проводиться визуально, фотографически или фотоэлектрически. В каждом случае речь идет о фотометрической задаче — об измерении интенсивности излучения при заданном положении анализатора.

Приборы для исследования Солнца. Наблюдения протуберанцев не так давно проводились исключительно с помощью *протуберанц-спектроскопа*. Это небольшой портативный прибор, состоящий из нескольких призм и рассчитанный для наблюдений в линии H_{α} . Он устанавливается в окулярной части рефрактора так, чтобы его щель располагалась касательно к краю солнечного диска.

Сегодня явления, возникающие в солнечной хромосфере, наблюдаются с помощью *хромосферных телескопов*. Главной составной частью этого инструмента является интерференционно-поляризационный фильтр. Кинокамера, установленная в фокальной плоскости телескопа, позволяет регистрировать развитие во времени активных процессов — протуберанцев, солнечных вспышек — и провести соответствующий количественный

анализ (например, определить энергию, выделяющуюся при вспышке).

Фотографические снимки солнечного диска в отдельных спектральных линиях получают с помощью *спектрогелиографов*. Для этого используется обычный щелевой спектрограф, в котором перед фотографической пластинкой устанавливается вторая щель, изолирующая нужную спектральную линию. Изображение Солнца (или его отдельной части) на фотографической пластинке получают двумя путями:

1) солнечное изображение и фотопластинка неподвижны, но движется весь спектрограф со щелями, или же

2) спектрогелиограф неподвижен, а изображение Солнца и фотопластинка синхронно движутся относительно первой и второй щели соответственно.

Сейчас уже построены кратные спектрогелиографы, позволяющие получать изображения различных размеров в любой из линий солнечного спектра. Изучение этих снимков позволяет делать определенные выводы о процессах, происходящих на поверхности Солнца и в его глубоких подфотосферных слоях.

На базе солнечного телескопа со спектрографом построен также *спектрогелиоскоп* — прибор для визуальных наблюдений протуберанцев и поверхности Солнца. И здесь дополнительной деталью является вторая щель, выделяющая определенную спектральную линию (например, линию водорода H_α). Спектрогелиоскоп сконструирован так, что выходная щель расположена непосредственно под входной щелью. Перед обеими щелями на одной вертикальной оси установлены два стеклянных параллелепипеда квадратного сечения (призмы Андерсона), которые при равномерном вращении оси с помощью электромотора перемещают солнечное изображение относительно неподвижных щелей. Получаемое изображение Солнца рассматривается через окуляр. Недостатком этого прибора является ограниченность поля зрения, которая делает невозможным одновременный обзор солнечного диска.

Сконструированы также приборы *магнитографы*, позволяющие измерять солнечные (и звездные) магнитные поля. Работают они на следующем принципе. Известно, что если атом находится в однородном магнитном поле напряженностью H , то излучаемая им спектральная линия длины λ расщепляется на несколько компо-

нентов, в простейшем случае — на линии $\lambda - \Delta\lambda$, λ и $\lambda + \Delta\lambda$. Это явление расщепления спектральных линий в магнитном поле называется эффектом Зеемана. Расстояние между крайними, так называемыми сигма-компонентами, равно

$$2\Delta\lambda = 9,4 \cdot 10^{-13} g \lambda^2 H (\text{\AA}).$$

Здесь длина волны λ выражена в ангстремах, напряженность поля H в эрстедах, g — так называемый фактор Ланде, который рассчитывается отдельно для каждой спектральной линии. В частности, для линии железа $\lambda = 5250,22 \text{ \AA}$ при напряженности $H = 10$ эрстед расстояние между сигма-компонентами $2\Delta\lambda = 0,0016 \text{ \AA}$, тогда как полуширина самой линии составляет около $0,1 \text{ \AA}$, т. е. в сто раз больше. Таким образом, в случае слабых магнитных полей речь идет, по существу, не о расщеплении линии на отдельные компоненты, а о ее заметном ее расширении...

И все же магнитографы регистрируют поля напряженностью в несколько эрстед! Достигается это следующим путем. В комплект прибора, кроме дифракционного спектрографа, входит анализатор, устанавливаемый перед его щелью и подающий на нее поочередно то одну, то вторую составляющую спектральной линии, излучение которых поляризовано. В фокальной плоскости спектрографа симметрично по отношению к линии помещаются две щели, за которыми устанавливаются два фотоумножителя. Усилительная схема фотоумножителей регистрирует разность их фототоков, т. е. разность интенсивностей в крыльях линий (смещенных компонент), по которой и находится величина магнитного поля.

Один из лучших в мире магнитографов был изготовлен в 1956 г. в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР А. Б. Северным и В. Е. Степановым, а несколько позже в ИЗМИР АН СССР Э. И. Могилевским. В настоящее время магнитографы работают также в Пулковской обсерватории и Сиб. ИЗМИР АН СССР.

Измерительные приборы. Как уже отмечалось, фотографический метод используется при решении широкого круга астрометрических и астрофизических задач. В каждом случае получение негатива является лишь первым шагом к достижению поставленной цели.

Следующим этапом является измерение. Вот краткий перечень используемых при этом приборов.

Для измерения относительных положений небесных светил на фотографической пластинке используется *координатно-измерительная машина* (КИМ). Две ее взаимно перпендикулярные шкалы позволяют одновременно измерить положение объекта на пластинке с точностью до 0,0001 мм. В последние годы народное предприятие Карл Цейс, Иена (ГДР) выпускает прибор

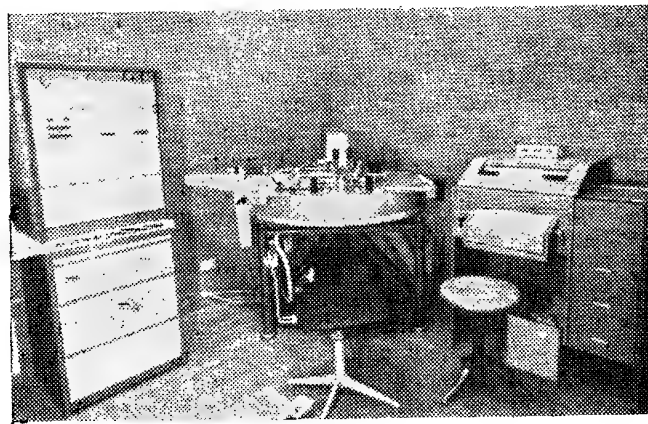


Рис. 82. Автоматическая измерительная машина «Аскорекод» народного предприятия Карл Цейс, Иена

«Аскорекод», в котором после установки сетки микроскопа на объект и нажатия клавиши результаты измерения автоматически регистрируются на пишущей машинке и переносятся на ленту или перфокарту (рис. 82).

Поиск переменных звезд, малых планет и комет ведется с помощью *компараторов*. Эти приборы позволяют рассматривать в один окуляр две пластинки с изображением одного и того же участка неба. Если изображения одних и тех же звезд совмещены, то, закрывая поочередно то правую, то левую пластинку, можно на фоне неподвижных звезд заметить «прыгающее» изображение объекта, заметно сместившееся за время, прошедшее между двумя экспозициями.

Для измерения длин волн (и тем самым лучевых скоростей звезд, красного смещения в спектрах галактик и т. д.) используются измерительные *микроскопы-*

микрометры. В частности, Ленинградское оптико-механическое объединение выпускает приборы МИР-12, ИЗА-2, обеспечивающие высокую точность отсчета длин волн в спектре источника по сравнению с линиями спектра сравнения.

До сих пор изучение зависимости интенсивности излучения от длины волны в звездных спектрах проводится методом фотографической спектрофотометрии. Степень почернения в различных точках спектра, зафиксированного на фотографической пластинке, измеряется с помощью объективных саморегистрирующих *микрофотометров* с фотоэлементами или фотоумножителями с непрерывной или дискретно-цифровой записью. Наиболее распространенными в СССР являются микрофотометры МФ-4. Разработаны также микрофотометры, измеряющие почернение пластинки в данном участке спектра и выдающие результат непосредственно в интенсивностях.

Все более широкое распространение получает метод фотоэлектрической спектрофотометрии, когда спектр звезды на выходе спектрографа измеряется с помощью фотоумножителя, сканирующего этот спектр. Результаты выдаются в виде прямой записи интенсивностей в спектре. Точность таких записей достигает 1—2 % в случае ярких объектов и несколько падает при переходе к слабым объектам.

Для определений звездных величин изображений звезд на фотопластинке используются *ирисовые микрофотометры* — приборы с переменной (как в обычном фотоаппарате) диафрагмой. Измеритель устанавливает изображение звезды в центр диафрагмы и затем уменьшает размер диафрагмы до тех пор, пока световой поток, проходящий через пластинку, диафрагму и попадающий на фотоумножитель, не достигнет некоторой заданной величины. По звездам стандарта, звездные величины которых известны, строится калибровочная кривая зависимости звездных величин от отсчетов раскрытия диафрагмы. Отсчет диафрагмы и служит мерой интенсивности фотографического изображения звезды.

В целом же возможности современной техники для астрометрических и астрофотометрических работ видны на примере измерительной машины «Космос» Эдинбургского университета: за один час работы эта машина измеряет координаты (с точностью до 0,5 мкм)

и определяет плотности почернения примерно 900 звезд. Для целей спектрофотометрии отечественная промышленность серийно выпускает автоматические микроденситометры АМД-1, быстродействие и точность фотометрирования которых ничуть не хуже.

Современная астротометрия

Фотографическая фотометрия. Заглянув в Астрономический Календарь или каталог, мы сразу и с высокой точностью выписываем оттуда величину любой звезды, видимой невооруженным глазом. Но с чего начать этот счет? Как была установлена шкала звездных величин, знание которых совершенно необходимо для определения важнейшей характеристики звезды — ее светимости?

Может показаться странным, но на эти вопросы прямого ответа нет. Точнее, нельзя назвать определенную звезду, которая была принята как звезда нулевой или первой величины и от которой были отсчитаны величины других звезд. И в этом виновата традиция. Астрономы нашего века при составлении фотометрических каталогов звезд стремились к тому, чтобы «в среднем» их система звездных величин была близкой к системе каталога «Боннское обозрение» (Bonner Durchmusterung или сокращенно BD), который был составлен во второй половине XIX в. и содержал визуальные оценки блеска 450 000 звезд северного полушария неба до $9,5^m$. В свою очередь составители каталога BD решили по возможности не слишком уклоняться от величин, приводимых в каталогах древнегреческих астрономов. Ну, а астрономы тех времен, увы, делали оценки величин слишком уж приближенно. По сравнению с современным каталогом ошибки в определении звездных величин в «Альмагесте» Птолемея в среднем равны $\pm 0,47^m$, но иногда достигают 1^m . Каталог BD дает величины звезд с погрешностью $\pm 0,34^m$. Все это вполне закономерно, как и то, что точность в определении звездных величин неуклонно повышалась.

Итак, нуля шкалы звездных величин в виде одной определенной звезды не было. Он устанавливался статистически всей совокупностью звездных величин. Можно вспомнить, что некоторое время в качестве звезды сравнения использовалась Полярная звезда. Но вскоре было обнаружено, что этот эталон... не отлича-

ется постоянством: Полярная оказалась переменной звездой — цефеидой.

Высказанные утверждения могут вызвать недоумение: ведь в основе шкалы звездных величин лежит формула Погсона, а измерение световых потоков, казалось бы, никаких трудностей представлять не может.

На самом же деле трудности эти всегда были, а в определенной степени существуют и до сих пор. Одной из главных причин является тот факт, что звезды существенно различаются между собой по цвету (по спектральным классам). В связи с этим при определении звездных величин визуально возникают различные психофизиологические эффекты. Так, для наблюдателя, обладающего «голубым зрением», белые звезды будут казаться ярче, чем они есть на самом деле. Далее, отмеченная выше способность человеческого глаза различать изменения яркости на 1 % относится к сравнению двух соприкасающихся, по-разному освещенных *площадей*. При сравнении двух *точечных* источников эта ошибка у опытного наблюдателя в 5—10, у неопытного — в 20 раз больше. Поэтому при определении звездных величин ошибка $0,07^m$ — $0,15^m$ считается ... вполне нормальной.

Начиная со второй половины XIX в. на смену визуальной фотометрии постепенно приходила фотографическая фотометрия — установление звездных величин по фотографиям отдельных участков звездного неба. Было введено понятие *фотографической звездной величины* m_{pg} , которая определялась по почернению, создаваемому на обычной несенсибилизированной эмульсии. Изображения звезд на малочувствительных контрастных эмульсиях, которые употреблялись в прошлом, были очень резкими. Это давало возможность определить фотографический блеск звезды по величине ее диаметра на фотопластинке. Так были определены фотографические величины около двух миллионов звезд.

Определение звездных величин фотографическим путем — работа очень сложная. Кроме величины светового потока, на плотность почернения влияет продолжительность экспозиции, продолжительность проявления, чувствительность эмульсии и т. д. Далее, фотографическая пластинка должна быть *прокалибрована*, т. е. на ней должны быть почернения, созданные *фотометрическим стандартом* — совокупностью звезд, для кото-

рых блеск уже известен с высокой точностью. По почернениям от звезд стандарта строится *характеристическая кривая* (зависимость почернение — звездная величина), по которой, зная измеренное значение почернения исследуемой звезды, находится ее величина. При определении величин звезд стандарта используют почернения, созданные лабораторным источником света с помощью трубчатого фотометра (ряда трубок, входные отверстия которых прикрыты диафрагмами различного размера) или калибровочного клина — тонкой стеклянной пластинки, на которую ступеньками нанесены (методом катодного распыления какого-нибудь металла) полосы различной хорошо известной прозрачности.

Показатель цвета. Несенсибилизированная эмульсия наиболее чувствительна к синим лучам. Поэтому почернение, созданное звездой, будет тем меньше, чем краснее звезда. В частности, белая звезда на фотографической пластинке будет выглядеть значительно ярче красной, хотя визуально они имели одинаковую яркость. На этом основании в фотографической фотометрии было введено понятие *фотовизуальной* звездной величины m_{pv} — величины, полученной на сенсибилизированной эмульсии с помощью желтого светофильтра, устанавливаемого непосредственно перед фотопластинкой.

Здесь возникает важный вопрос: как осуществить «привязку» этих величин к уже имеющейся системе визуальных величин m_v . Вопрос на первый взгляд может показаться излишним, ведь должно бы быть $m_{pv} = m_v$. На самом деле (по соглашению) это выполняется лишь для белых звезд (звезд спектрального класса A0), так как в общем даже визуальные системы, составленные различными наблюдателями, отличаются друг от друга.

Было принято также, что фотографические звездные величины m_{pg} совпадают с фотовизуальными m_{pv} для звезд спектрального класса A0, имеющих звездную величину от 5,5^m до 6,5^m. И здесь может возникнуть вопрос: почему же не для всех звезд этого класса? Дело в том, что у слабых, а следовательно, в среднем далеких звезд распределение энергии в спектре несколько изменяется за счет поглощения в межзвездной среде.

Итак, звезды, кроме упомянутых представителей класса A0, имеют различные фотографические и фотовизуальные величины. Отсюда следует, что для каждой

звезды можно ввести вспомогательную характеристику — ее *показатель цвета* C

$$C = m_{pg} - m_{pv}. \quad (4.9)$$

Для бело-голубых звезд спектральных классов O и B показатель цвета является величиной отрицательной, для звезд поздних спектральных классов — положительной. Таким образом, показатель цвета C дает сведения о распределении энергии в спектре звезды, о температуре ее поверхностных слоев.

С введением показателей цвета в астрономии появилось новое направление — *колориметрия* — измерение цветов звезд. Особенно полезной оказалась колориметрия при изучении слабых звезд, спектры которых можно получить лишь с помощью крупных телескопов.

Фотографические стандарты. Большую роль в установлении современной системы звездных величин сыграла Гарвардская обсерватория, где под руководством известного астронома Эдуарда Пикеринга были измерены величины почти 100 000 звезд. В частности, здесь был установлен первый из фотометрических стандартов — Северный Полярный Ряд (NPS). Он содержит 96 звезд с тщательно измеренными фотографическими и фотовизуальными звездными величинами. Наиболее яркой среди них является Полярная звезда ($m_{pv} = 2,12^m$), фотовизуальная величина наиболее слабой звезды равна 17,47^m.

Фотографическая система стандартов сыграла свою большую роль. Но в настоящее время она уступила место более точной — фотоэлектрической.

Фотоэлектрическая фотометрия. В течение долгого времени фотоэлектрический метод использовался лишь для относительных измерений блеска звезд (в частности, переменных), для определения показателей цвета и т. д. Позже стал вопрос о построении фотоэлектрическим методом фотометрической системы звездных величин. Как уже отмечалось, область чувствительности фотокатода значительно шире, чем у глаза или фотоэмульсии. Это позволяет с помощью светофильтров выделять несколько спектральных диапазонов.

За последние более чем 30 лет был разработан целый ряд широко-, средне- и узкополосных фотоэлектрических систем. Одной из первых была система P, V . Ее «привязка» к уже существовавшей интернациональной системе была осуществлена по девяти звездам 7^m — 14^m

Северного Полярного Ряда. Вскоре, однако, стали очевидными неудобства этой системы. Так, синий фильтр (P), устраняя излучение короче 3600 Å, не устранял балмеровского скачка. Но, как мы видели в гл. 3, интенсивность излучения слева от балмеровского предела ($\lambda < 3646$ Å) существенно зависит от спектрального класса звезды. В то же время оптика, используемая на различных обсерваториях, включала это излучение в неодинаковой степени. А это, как и в случае фотографической системы, приводило к ошибкам в определении звездных величин, ухудшало возможности сравнения наблюдений, выполненных на различных телескопах.

В 1953 г. Х. Л. Джонсон и В. В. Морган (США) предложили *трехцветную систему UBV*. Система *UBV* осуществляется при помощи трех светофильтров — ультрафиолетового (U), синего (B) и желтого (V). Эффективные длины волн и полуширины полос пропускания для этих фильтров равны соответственно 3640, 4415 и 5505 Å, $\Delta\lambda = 440, 960$ и 830 Å, причем синий фильтр устраняет излучение короче 3800 Å, тогда как ультрафиолетовый его включает.

Фотоэлектрическая величина звезды, полученная в каждом фильтре, обозначается той же буквой, что и фильтр (например, V). Было принято, что фотоэлектрическая величина звезды, полученная с желтым фильтром, равна фотовизуальной величине звезды: $V = m_{pv}$. Так была осуществлена «привязка» электрофотометрической системы к уже существующей системе звездных величин.

Как и в фотографической фотометрии, введен показатель цвета $B - V$ — разность звездных величин, измеренных в синем и желтых фильтрах. Принято, что $B - V = 0$ для звезд класса A0. Введен и ультрафиолетовый показатель цвета $U - B$. И здесь принято, что $U - B = 0$ для звезд спектрального класса A0. Из всего сказанного выше ясно, что каждый из этих показателей несет важную «физическую нагрузку». Поэтому при обсуждении физических характеристик звезд показатели цвета $U - B$ и $B - V$ часто используются вместо эффективной температуры или спектрального класса, особенно когда последний неизвестен.

Любая фотоэлектрическая система характеризуется *кривыми реакции*, т. е. эффективностью «ответа» приемника излучения на энергетическое «раздражение». Для системы *UBV* кривые реакции (рис. 83) представляют

сумму двух эффектов: чувствительности фотокатода к данным длинам волн и светофильтров, пропускающих заданный интервал волн. Спектральная прозрачность светофильтров и спектральная чувствительность фотоумножителей определяются в лабораториях. Кстати, именно поэтому реальные кривые реакции системы *UBV* несколько отличны от теоретических, поскольку наблюдения звезд, при которых были установлены фотоэлектрические стандарты, проводились зимой при

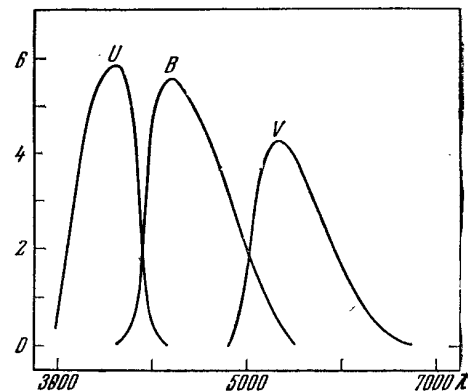


Рис. 83. Кривые реакции сурьмяно-цезиевого катода на одинаковое энергетическое раздражение при употреблении светофильтров, служивших для установления фотометрических систем U , B и V

низкой температуре, а спектральная прозрачность фильтров зависит от температуры.

Каждый наблюдатель на той или другой обсерватории имеет дело со своей собственной системой, присущей только его инструменту. Он подбирает, конечно, такую комбинацию светофильтров с фотоумножителем, чтобы его инструментальная система была как можно ближе к общепринятой. Далее, наблюдая стандарты — звезды, величины которых в системе *UBV* надежно установлены, он определяет коэффициенты перехода от собственной системы к системе *UBV*.

В частности, связь между показателем цвета $B - V$ и цветовой температурой дается простой зависимостью

$$B - V = \frac{7900}{T} - 0,72, \quad (4.10)$$

которая следует из формулы Планка (3.6).

С 1959 г. трехцветная система *UBV* постепенно расширяется в инфракрасную область спектра. Сейчас уже можно говорить, что в астрофизике имеется эффективная одиннадцатичетная система *UBVR1JKLMNQ*, которая охватывает и далекую инфракрасную область спектра до 20 мкм. Разработано несколько среднеполосных фотометрических систем. Среди них — пятицветная система Т. и Дж. Х. Вальravenов, пятицветная система М. Голэ, Вильнюсская многоцветная система В. Л. Страйжиса (СССР) и других.

Но для использования этих систем астрономам пришлось «запасться» достаточным числом (более 1000) точных фотоэлектрических стандартов, т. е. последовательностей звезд (от 10 до 100 и более) в разных частях неба, фотоэлектрические звездные величины которых в каждой системе определены с большой точностью. К этим фотоэлектрическим стандартам в настоящее время производится привязка и при фотографических наблюдениях.

Болометрическая величина звезды. Как мы уже видели, чтобы определить светимость звезды по формулам (3.4) и (3.5), необходимо знать ее видимую величину и расстояние до нее.

И вот здесь-то следует еще остановиться на вопросе: о какой видимой величине идет речь? Ведь численные значения как фотографической, так и фотоэлектрической или визуальной величины существенно зависят от спектрального класса звезды, т. е. от распределения энергии в ее спектре. Можно сказать, что эти величины являются условными, зависящими от произвольно выбранных интервалов длин волн, в которых ведутся наблюдения. А между тем светимость — это объективная характеристика звезды, связанная со скоростью освобождения энергии в ее недрах!

Так вот, в формуле (3.4) под видимой звездной величиной m понимают *видимую болометрическую звездную величину*. Ее мы обозначим m_b . Именно эта характеристика звезды говорит об излучении звезды во всем спектральном диапазоне. Болометрическая звездная величина находится путем прибавления к визуальной m_v болометрической поправки Δm_b : $m_b = m_v + \Delta m_b$. Этой поправкой учитывается тот факт, что часть энергии, излучаемой звездой, наблюдателем не воспринимается, и что спектры звезд существенно отличаются от спектра абсолютно черного тела.

Как следует из закона смещения Вина (3.8), в спектральном диапазоне, к которому чувствителен глаз, наибольшее количество излучают те звезды, в которых эффективная температура порядка 6000 К. Поэтому принято, что у звезд спектрального класса G, подобных Солнцу, видимый блеск равен болометрическому, а болометрическая поправка равна нулю. Для других спектральных классов болометрическая поправка рассчитывается, исходя из формулы Планка. При этом реальное значение поправки Δm_b зависит еще от того, является звезда гигантом или карликом: на ее величину влияет поглощение в спектральных линиях, бальмеровский скачок и др.

Очевидно, что болометрическая поправка всегда имеет *отрицательное* значение, так как она учитывает тот факт, что часть энергии, излучаемой звездой, глазом или прибором не зафиксирована. В частности, болометрическая поправка равна 4,6^m для звезд класса O5 и 2,1^m для звезд-карликов класса M5.

Далее, и межзвездная среда, и земная атмосфера поглощают часть энергии звезды. При расчете абсолютной болометрической величины звезды M_b эти эффекты следует учитывать обязательно.

О величине поправки, учитывающей поглощение в межзвездной среде, мы подробнее поговорим при обсуждении вопросов физики межзвездной среды. Здесь же ограничимся замечанием, что эта поправка A также всегда отрицательна и что это поглощение приводит к покраснению звезды. Например, некоторые звезды, которые по особенностям их спектров следует относить к ранним спектральным классам, имеют желтый цвет.

Учет атмосферного поглощения света при фотометрических исследованиях звезд проводится поэтапно. Сначала все наблюдения пересчитываются к одному зенитному расстоянию $z = 0$. Далее проводится «редукция за пределы атмосферы», т. е. рассчитывается истинная видимая величина светила, которую оно имело бы при наблюдениях за пределами земной атмосферы.

Поправки, учитывающие атмосферное поглощение, существенно зависят от состояния земной атмосферы, они различны для различных пунктов земной поверхности и даже для одного и того же наблюдателя, если светило наблюдается до и после прохождения через меридиан.

5. УВИДЕТЬ НЕВИДИМОЕ

Прежде всего, из расчетов следует, что «в среднем» при зенитном расстоянии звезды $z = 30^\circ$ поправка за приведение к зениту составляет $\Delta m(z) = 0,03^m$; при $z = 70^\circ$ она равна $0,45^m$, при $z = 86^\circ$ она уже составит $2,00^m$. Другими словами, блеск светила, находящегося на расстоянии восьми диаметров Солнца от горизонта, уменьшается в $(2,512)^2 \approx 6,3$ раза по сравнению с его блеском в зените. Поправка редукции за пределы атмосферы $\Delta m(0)$ составляет $0,23^m$, т. е. истинный блеск светила в $(2,512)^{0,23} \approx 1,26$ раза больше измеренного наблюдателем при прохождении светила через зенит. В общем при различных зенитных расстояниях светила обе упомянутые поправки в звездных величинах складываются. Так, например, звезда, находящаяся над горизонтом на высоте 20° , излучает в 1,85 раза больше энергии, чем это определил наблюдатель: за счет поглощения в земной атмосфере звездная величина светила увеличилась на $0,23^m + 0,45^m = 0,68$, а $(2,512)^{0,68} \approx 1,85$.

Заметим также, что при фотографических наблюдениях с помощью обычной бромосеребряной эмульсии поправка редукции за пределы атмосферы достигает $0,45^m$.

На гребне радиоволны

В предыдущей главе речь шла о различных типах оптических телескопов, о методах регистрации оптического излучения. Но сегодня астрономические наблюдения осуществляются уже во всем спектре электромагнитных волн — от наиболее коротких гамма-лучей до наиболее длинных радиоволн. Много интересных сведений о процессах, происходящих в окружающей нас Вселенной, получено путем регистрации космических лучей. Трудно даже предугадать, какие перспективы откроются перед астрономией после освоения еще двух каналов информации — регистрации нейтрино и гравитационных волн. В данной главе и будет идти речь о том, как же удастся увидеть то, что в принципе недоступно человеческому глазу. И прежде всего методами регистрации радиоволн.

Через атмосферу Земли к ее поверхности проникают радиоволны с длиной от 1 до 4 мм и от 8 мм до 20 м. Как видно, максимальная длина волны, достигающей поверхности Земли, примерно в 20 000 раз больше минимальной. В видимой же области спектра (от 3000 до 7000 Å) это отношение немногим больше двух. Поэтому в радиодиапазоне изучать характер распределения энергии в спектрах источников, расположенных как внутри, так и вне Галактики, значительно легче.

Начало радиоастрономии отсчитывается от 1931 г., когда американский радиоинженер Карл Янский (1905—1950) зарегистрировал радиоизлучение Млечного Пути. Благодаря освоению радиодиапазона к нашему времени уже получены многие важные сведения о строении и законах развития нашей и других галактик, а также отдельных звезд на наиболее интересных «поворотных» этапах их развития.

Отмеченный выше интервал длин волн подразделяется на шесть диапазонов: декаметровый (длина волн

больше десяти метров), метровый ($\lambda > 1$ м), дециметровый ($10 \text{ см} < \lambda < 1$ м), сантиметровый ($1 \text{ см} < \lambda < 10 \text{ см}$), миллиметровый ($1 \text{ мм} < \lambda < 1 \text{ см}$) и субмиллиметровый ($\lambda < 1 \text{ мм}$). Космическое радиоизлучение регистрируется с помощью радиотелескопов, которые отличаются большим разнообразием в зависимости от того, в каких диапазонах длин волн они работают.

Составными частями радиотелескопа являются антенна, фидерная линия (электрическая линия, по которой передается энергия), радиоприемник и регистратор.

Антенны радиотелескопов. В зависимости от характера поставленной задачи в радиоастрономии используются различные типы антенн: дипольные антенны, параболические рефлекторы, рупора, спирали и т. д. Простейшим примером дипольной антенны являются два

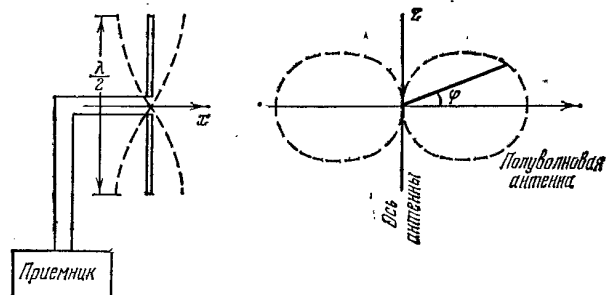


Рис. 84. Полуволновой диполь и его диаграмма направленности

металлических стержня, общая длина которых равна половине принимаемой длины волны λ . Электромагнитная волна, падающая на антенну, возбуждает в ней переменный ток, который по фидерной линии передается в приемник. Чувствительность антенны существенно зависит от ее ориентации по отношению к фронту падающей волны. Графическое изображение этой зависимости называется *диаграммой направленности* антенны (рис. 84).

Обозначим через φ угол между перпендикуляром к оси антенны (к направлению диполей) и направлением распространения волны. Из диаграммы видно, что мощность принятого сигнала имеет максимальное значение в случае, если $\varphi = 0$. При $\varphi = 45^\circ$ она вдвое меньше, а при $\varphi = 90^\circ$ вообще равна нулю. Другими словами,

если диполь установлен вертикально, то мощность принятого сигнала будет максимальной, когда источник находится у горизонта. При этом величина зарегистрированного сигнала не будет зависеть от азимута источника.

Обычно используется не один, а несколько диполей, установленных в одной плоскости на расстоянии $\frac{\lambda}{2}$

один от другого. Диполи соединяют с приемником так, чтобы колебания величины тока, поступающего в приемник от каждого из них, имели одну и ту же фазу. Это достигается соответствующим подбором длины каждой фидерной линии. Такая антенна называется *синфазной*. Синфазная антенна работает по тому же принципу, что и обычный телескоп: она собирает в

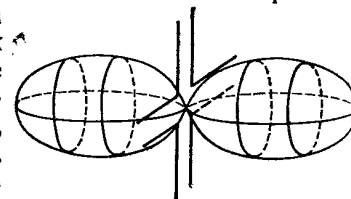


Рис. 85. Диаграмма направленности антенны, состоящей из двух диполей

приемнике падающую на нее энергию так же, как линза строит изображение объекта в фокальной плоскости телескопа (волны, приходящие в фокус линзы, также всегда должны иметь одну и ту же фазу). Синфазная многодипольная антенна наиболее чувствительна к излучению, идущему перпендикулярно к плоскости, в которой расположены диполи (рис. 85). Это понятно, так как в данном случае фронт радиоволны, идущей от бесконечно удаленного радиоисточника, попадает на все диполи одновременно. Поэтому и возбужденные в диполях переменные токи имеют одинаковую фазу. Заметим, что направление, перпендикулярное к плоскости расположения диполей, называется *осью радиотелескопа*.

Если источник радиоизлучения смещен на угловое расстояние φ_1 от оси радиотелескопа, то фронт волны прежде всего достигает диполя, ближайшего к источнику, потом второго и т. д. Поэтому и фазы токов, возбуждаемых в диполях, уже будут различными. В результате их сложения в радиоприемнике (интерференции) принятый сигнал будет ослаблен или вообще исчезает. И лишь на некотором угловом расстоянии φ_2 , когда разность хода лучей для некоторой пары диполей составит целую длину волны, интенсивность зарегистрированного сигнала снова возрастет, хотя она будет

в сотни раз меньше, чем в главном максимуме при $\varphi = 0$. Поэтому в диаграмме направленности синфазной антенны имеется главный лепесток и несколько маленьких боковых.

Предположим, что синфазная антенна состоит из n диполей. Тогда, как это следует из теории, ширина главного лепестка в направлении, перпендикулярном к осям диполей, будет равна величине

$$\varphi_n \approx \frac{120^\circ}{n}. \quad (5.1)$$

Если использовать несколько рядов диполей, то можно сужить лепесток диаграммы направленности и в направлении осей диполей. Предположим, что антенна состоит из m рядов диполей, а в каждом ряду имеется n диполей. Тогда ширина антенны будет равной $b = m\lambda/2$, а ее длина $a = n\lambda/2$, и соответствующие полуширины лепестков

$$\varphi_m = 60^\circ \frac{\lambda}{b}, \quad \varphi_n = 60^\circ \frac{\lambda}{a}.$$

Итак, на угловом расстоянии источника от оси радиотелескопа, равном $\varphi_n/2$, интенсивность зарегистрированного сигнала будет примерно вдвое меньше максимальной, а при $\varphi = \varphi_n$ она равна нулю. Предположим, что $n = m = 10$, тогда $\varphi_n = 13^\circ$. С этой точностью и будет определена координата радиоисточника на небесной сфере. Отсюда следует, что для повышения точности в определении координат необходимо увеличивать число диполей (длину и ширину) синфазных антенн.

Угол φ_n является также характеристикой разрешающей способности радиотелескопа: два точечных источника можно различить лишь в том случае, если угловое расстояние между ними больше φ_n .

Антенны дипольного типа имеют очень серьезный недостаток — узкополосность: они могут работать лишь на той волне, для которой они построены.

Параболическая антенна собирает в фокусе излучение всех длин волн. В фокусе зеркала устанавливается облучатель — полуволновой диполь (или рупор), который принимает излучение заданной длины волны. Чтобы подать на вход радиоприемника излучение другой длины волны, достаточно заменить этот диполь другим.

По законам геометрической оптики плоская волна, падающая на параболическое зеркало, должна превращаться в сферическую волну, сходящуюся в фокусе зеркала. Однако на краю зеркала происходит дифракция — рассеяние падающих лучей. Поэтому отраженные от зеркала лучи собираются не в бесконечно малой точке, а образуют фокальное пятно, поперечник которого равен длине волны λ . Если D — диаметр зеркала, то угловой диаметр фокального пятна равен $2\lambda/D$. Угол

$$\varphi_D = \frac{\lambda}{D} \text{ радиан} = 57,3^\circ \frac{\lambda}{D},$$

где λ и D выражены в метрах, является характеристикой разрешающей способности зеркального телескопа. В частности, разрешающая способность радиотелескопа с диаметром зеркала 60 метров при рабочей длине волны $\lambda = 1$ м, составляет всего около одного градуса. Примерно с такой же точностью будут установлены и координаты источника.

С 1962 г. крупнейшим параболическим радиотелескопом был рефлектор обсерватории Джодрелл Бенк (Англия). Его параболическое зеркало имеет диаметр 76 м и массу 750 т. Минимальная рабочая длина волны всего зеркала равна 50 см. Для работы на волне 21 см используется центральная часть зеркала радиусом 23 м, точность изготовления которой составляет 25 мм. Вторым по величине ($D = 65$ м) был рефлектор радиофизической лаборатории в Сиднее (Австралия). Самая большая подвижная антенна этого типа ($D = 100$ м) введена в действие в 1972 г. в Радиоастрономическом институте им. Макса Планка около Бонна (ФРГ). Крупнейшим же из параболических радиотелескопов является неподвижный телескоп, установленный в 1963 г. в кратере потухшего вулкана на острове Пуэрто-Рико. Его зеркало, имеющее диаметр 305 метров и площадь 7,4 га, неподвижно. В фокусе зеркала на высоте 135 м на трех стальных мачтах укреплен гондола массой 525 т с облучателями. Передвигая гондолу в плоскости меридиана на угол в 20° от зенита, можно регистрировать радиоизлучение от объектов, склонение которых находится в пределах от -2° до $+38^\circ$ (широта обсерватории равна $+18^\circ$).

В 1977 г. вступил в строй радиотелескоп АН СССР «РАТАН-600», установленный вблизи станции Зеленчукская на Северном Кавказе. Он состоит из 895 от-

дельных зеркал, каждое из которых представляет собой прямоугольник размером $2 \times 7,4$ м. Общая площадь собирающей поверхности зеркал, установленных в виде круга диаметром около шестисот метров (точнее, 588 м) может достигать $10\,000\text{ м}^2$, что эквивалентно 130-метровому параболоиду. Однако с помощью всех зеркал можно проводить наблюдения лишь в области вблизи зенита. Обычно же регулирующее устройство формирует примерно из четверти (ок. 220) зеркал, находящихся в одной стороне кольца, точную параболическую поверхность, которая фокусирует радиоизлучение на небольшую антенну-облучатель, установленную на крыше подвижного вагона массой около 100 т. Зеркала же другой части кольца ориентируют для приема радиоволн от другой части неба. Таким образом, на радиотелескопе «РАТАН-600» можно одновременно проводить наблюдения в трех различных азимутальных направлениях. Управление радиотелескопом, принимающим волны от 8 мм до 30 см, и обработка результатов наблюдений осуществляется с помощью ЭВМ.

Рекордными радиотехническими характеристиками в широком диапазоне — от дециметровых до миллиметровых волн — обладает полноповоротная антенна РТ-70 с диаметром зеркала 70 м, введенная в строй под Евпаторией в конце 1978 г. Поверхность зеркала образована 1188 щитами из алюминиевого сплава, расположенными в виде 14 концентрических кругов, размер каждого щита 2,5 на 1,5—2 м. Масса всей системы, вращающейся вокруг горизонтальной оси, — 1400 т. Немногим меньше диаметр антенны радиотелескопа ТНА-1500, установленного в Медвежьих Озерах под Москвой, — 64 м.

Эффективно используются для приема сантиметровых и миллиметровых волн две 22-метровые зеркальные антенны, установленные на Окской станции Физического института АН СССР (1959 г.) и в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР вблизи Симеиза на берегу Черного моря (1966 г.).

Прием и усиление сигнала. Потoki энергии, которые удается регистрировать радиоастрономам, ничтожно малы. Об этом говорит и сама единица, которой измеряются эти потоки, — *янский*. Ведь один янский равен всего $10^{-26}\text{ Вт/м}^2 \cdot \text{Гц}$.

Основные принципы работы современного радиоприемника — *радиометра*, заключаются в следующем. Антенна радиотелескопа преобразует энергию излучения

в слабый электрический ток, нагревающий приемную аппаратуру («сопротивление антенны») или, как принято говорить, возбуждающий в ней шум определенной мощности. Очевидно, что такой же шум будет регистрироваться в сопротивлении антенны, если его нагреть до определенной температуры T_a . Эту температуру принято называть *антенной температурой*. Она измеряется непосредственно для каждой заданной волны при наблюдениях.

Для протяженного радиоиcточника антенная температура равна его яркостной температуре T_s , которая в случае теплового излучения определяется по формуле Рэлея — Джинса (3.7). Если же угловые размеры источника ω меньше ширины диаграммы направленности антенны ϕ , то антенная температура будет в ϕ/ω раз меньше температуры источника: $T_a \approx \frac{\omega}{\phi} T_s$. Таким образом, при $\omega \leq \phi$ имеем $T_a \leq T_s$.

Космическое радиоизлучение принимается на фоне мощного собственного шума радиоприемника. В его отдельных звеньях (проводниках, усилительных системах и т. д.) имеются свободные электроны, которые хаотически движутся. Среднее значение этого тока за малые промежутки времени не равно нулю.

Интенсивность этих шумов принято характеризовать некоторой *шумовой температурой* T_R . На практике очень часто антенная температура T_a много меньше шумовой температуры T_R . И все же очень слабое космическое радиоизлучение удастся выделить из мощных шумов. Это достигается с помощью регистрирующего устройства, которое проводит усреднение сигналов за некоторый промежуток времени τ , называемый *постоянной времени* выходного устройства. Полезный сигнал за это время накапливается, а колебания шумового тока в среднем дают нуль. Точнее, отклонения шумовой температуры от среднего значения будут равны

$$\Delta T_R \approx \frac{T_R}{\sqrt{\Delta\nu\tau}},$$

где $\Delta\nu$ — интервал частот, пропускаемый в приемник излучателем. Полезный сигнал удастся выделить на фоне шумов, если $T_a > \Delta T_R$.

Стандартный приемник, работающий на длине волны 21 см ($\nu = 1420\text{ МГц}$), характеризуется шумовой температурой $T_R = 1000\text{ К}$ и шириной полосы частот, в

которых измеряется энергия, $\Delta\nu = 10$ МГц. При постоянной времени регистрирующего устройства $\tau = 10$ секунд отклонение шумовой температуры от среднего значения равно $\Delta T_R = 0,1$ К. Таким образом, сигнал будет обнаружен приемником, если его антенная температура составит всего 0,3 К, а это составляет 0,03 % от интенсивности собственных шумов приемника. Современные радиометры, у которых постоянная времени τ достигает одной-двух минут, способны обнаружить сигнал величиной до 0,001 К.

Важным звеном радиометра является *усилитель*. Сегодня для этой цели используются три типа усилителей, дающих минимум шумов, — парамагнитные (мазеры), параметрические и транзисторные. В мазерах (которые, впрочем, могут быть использованы лишь для работы в сантиметровом диапазоне) молекулы или атомы возбуждаются вспомогательным генератором, а поступающие из антенны сигналы играют роль «спускового крючка». Шумовая температура мазеров порядка 10 К. В процессе работы усилитель охлаждается жидким гелием.

В параметрических усилителях используется свойство полупроводниковых диодов изменять свою емкость под воздействием внешнего электрического поля, энергия которого перекачивается в энергию принимаемого усиливаемого сигнала. Шумовая температура таких усилителей $T_R = 80\text{—}100$ К. Для транзисторных усилителей, охлаждаемых до 20 К и используемых при наблюдениях в диапазоне сантиметровых и дециметровых волн, $T_R \leq 15\text{—}35$ К.

Для регистрации космического радиоизлучения в узких спектральных диапазонах и в отдельных спектральных линиях используются многоканальные спектрометры, в которых число отдельных каналов достигает нескольких десятков.

Радиоинтерферометры. Как мы уже убедились, разрешающая способность даже крупнейших рефлекторов значительно ниже, чем у оптических телескопов. К тому же с ростом диаметра зеркала точность изготовления его поверхности уменьшается. Поэтому получить с помощью параболических радиотелескопов разрешающую способность, большую $1'$, очень трудно.

И все же оказалось, что в радиоастрономии можно достичь разрешающей способности, равной и даже

большей, чем в оптической астрономии. Делается это с помощью *радиоинтерферометров*.

По существу, радиоинтерферометром является уже упоминавшаяся синфазная антенна, состоящая из ряда диполей. Из формулы (5.1) следует, что при большом числе диполей n разрешающая способность вдоль длины антенны может быть сколь угодно высокой (т. е. угол ϕ_n может быть очень малым). Однако построить огромную синфазную антенну, которая имела бы m рядов

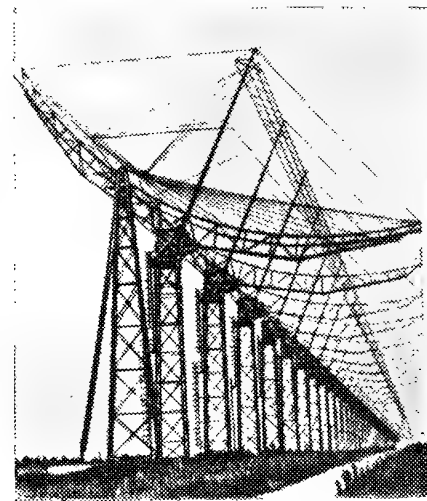


Рис. 86. Плечо «запад — восток» большого крестообразного радиотелескопа Физического института им. Ломоносова АН СССР

диполей и давала такое же высокое разрешение и в другом направлении, перпендикулярном к первому, очень трудно. Да это и не нужно. Достаточно установить в этом направлении один такой же ряд диполей.

Впервые такой радиотелескоп крестообразного типа был построен в 1953 г. Б. Миллсом (Австралия). Длина синфазных антенн телескопа составляет $b = a = 1600$ метров. Его диаграмма направленности имеет вид квадратного карандаша со стороной $\varphi = 65^\circ \frac{\lambda}{a}$.

Несколько меньший радиотелескоп такого же типа установлен вблизи Пущино (СССР), длина его синфазных антенн равна 1000 м (рис. 86). Радиотелескоп

Института радиофизики и электроники АН УССР под Харьковом имеет вид буквы Т при длине антенн 2000 и 1000 м.

В принципе для получения высокого разрешения вовсе не обязательно устанавливать все n антенн. Для этого достаточно взять два диполя (или зеркала), развести их на расстояние a и соединить с приемником

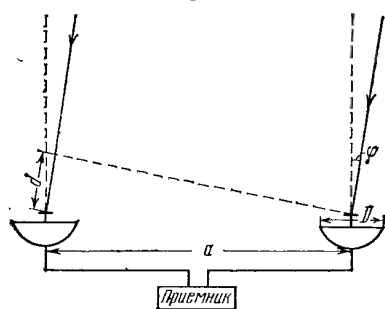


Рис. 87. Схема двухантенного радиоинтерферометра

фидерными линиями одинаковой длины. Такой тип радиотелескопа называется двухантенным или двухлучевым интерферометром.

Рассмотрим принцип действия радиоинтерферометра, состоящего из двух параболических антенн одинакового диаметра D (рис. 87). Ширина диаграммы направленности каждой из них равна $\varphi_D = \frac{\lambda}{D}$ радиан. Пусть

точечный источник находится в направлении, перпендикулярном к линии, соединяющей обе антенны. В этом случае идущая от источника волна возбуждает в них токи одинаковой фазы, и амплитуда тока в приемнике будет вдвое больше, чем в каждой из антенн в отдельности. В результате вращения Земли одна из антенн оказывается ближе, а другая дальше от источника. Если угловое расстояние источника от оси зеркала обозначить через φ , то разность хода лучей будет равной $d = a \sin \varphi$, где a — расстояние между антеннами (база). При больших расстояниях a угол φ будет очень мал, так что $\sin \varphi \approx \varphi$ и $d \approx a\varphi$. Таким образом, при $\varphi = \lambda/2a$ (радиан) разность фаз будет равной $\lambda/2$. В данном случае токи от обеих антенн оказываются в противофазе, и в результате интерференции интенсивность суммарного сигнала будет равной нулю. При φ , равном (или кратном) λ/a , имеем $d = \lambda$ — фазы токов снова совпадают. Поэтому диаграмма направленности интерферометра состоит из нескольких узких лепестков шириной $\varphi_a = \frac{\lambda}{a}$.

Сравнение записей сигнала от точечного и протяженного источников, полученных на неподвижном интерферометре и единичной антенне, приведено на рис. 88. Если источник точечный, то при наблюдениях на интерферометре величина сигнала многократно изменяется от максимума до нуля, причем наибольший максимум соответствует направлению на источник. В случае протяженного источника в записи сигнала также есть максимумы и минимумы, однако последние не доходят

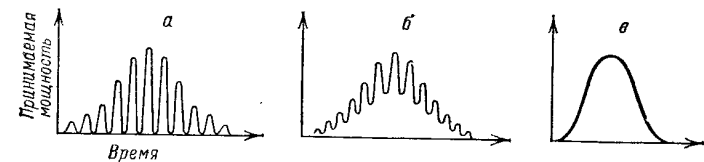


Рис. 88. Записи сигналов на неподвижном интерферометре от точечного (а) и протяженного (б) источников, в — запись сигнала от точечного источника, полученная на одной неподвижной антенне

до нуля. И если $p_{\max}$ и $p_{\min}$ — наибольшая мощность сигнала соответственно в максимуме и минимуме, то величина $u = (p_{\max} - p_{\min}) : (p_{\max} + p_{\min})$ — функция видимости — характеризует угловые размеры источника. При наблюдениях же с помощью одной неподвижной антенны запись сигнала во времени очень слабо зависит от угловых размеров источника: она остается практически одинаковой до тех пор, пока его угловые размеры меньше ширины главного лепестка антенны, и уширяется всего на 25 %, если эти размеры становятся несколько больше ширины главного лепестка.

При малых базах в качестве фидерной линии используют коаксиальный или же экранированный двухпроводный кабель. Для передачи энергии волн короче 10 см применяются волноводы из полых металлических труб. Волны, длина которых больше удвоенного диаметра сечения волновода, через него не проходят. Если же база интерферометра измеряется несколькими десятками километров, соединить антенны с приемником кабелем или волноводом нелегко. В данном случае используются радиорелейные линии.

Уместно отметить, что отдельно взятые рефлекторы и синфазные полотна (m рядов, в каждом из которых насчитывается n диполей) принято называть антеннами с заполненной апертурой. Примером антенны с незаполненной апертурой является двухантенный радиоинтер-

ферометр. Различают также две системы формирования сигнала — *параллельный* и *последовательный синтез*. В первом случае (он реализуется в системах с заполненной апертурой, кресте Миллса, Т-образных антеннах) сигналы от наблюдаемого источника принимаются одновременно всеми элементами антенной системы, формирование луча антенны радиотелескопа происходит одновременно. В системах последовательного синтеза для формирования луча радиотелескопа используется ряд отдельных систем, сигналы которых собираются вместе неодновременно. Это имеет место в двухэлементном интерферометре, радиотелескопе «РАТАН-600» и др.

Двухантенный радиоинтерферометр — система с незаполненной апертурой — дает высокое разрешение, но она не в состоянии собрать все излучение, приходящее на площадку размером $a \times a$. Измерения, проведенные с помощью двух стационарно установленных антенн, не позволяют установить распределение радиояркостей протяженных космических объектов. Эту задачу удается решить методом *апертурного синтеза*, выполняя в каждом конкретном случае серию последовательных измерений на радиоинтерферометре с изменяющимся расстоянием между антеннами и их переменной ориентацией и проводя далее с помощью ЭВМ суммирование полученных сигналов.

Крупнейшей системой апертурного синтеза является введенный в строй в 1980 г. радиоинтерферометр VLA (Very Large Array — очень большая решетка) Национальной радиоастрономической обсерватории США, расположенный в пустынной местности штата Нью Мексико на высоте 2124 м. Состоит он из 27 полноповоротных 25-метровых параболических антенн, расположенных в форме буквы Y. Длина двух плеч интерферометра 21 км, третьего — 19 км. Антенны могут передвигаться по специальному рельсовому пути.

Используются радиоинтерферометры и при изучении Солнца. Например, в 1980 г. в Нанси (Франция) введен в действие радиогелиограф, антенна которого, имеющая Т-образную форму, состоит из шестнадцати 3-метровых, одиннадцати 5-метровых и двух 10-метровых параболоидов. Они образуют два плеча протяженностью 3,2 и 1,2 км. Наблюдения на частоте 169 МГц — радиосканы — каждые 0,2 с могут быть записаны на магнит-

ную ленту, представлены графически или выведены на дисплей.

Радиоинтерферометрия со сверхдлинными базами (РСДБ). В 1965 г. Н. С. Кардашов, Л. И. Матвеевко и Г. Б. Шоломицкий (СССР) предложили идею интерферометра с независимой регистрацией и последующим сопоставлением сигналов. Через два года в Канаде и США были проведены первые такие измерения. Сегодня для целей сверхдальней радиоинтерферометрии используются радиотелескопы, расположенные на всех, за исключением Антарктиды, континентах земного шара. При этом сигналы от каждой антенны регистрируются на магнитной ленте или видеоманитофоне, а потом сопоставляются с помощью электронно-вычислительной машины или специального коррелятора. Для синхронизации записей на обеих лентах впечатываются сигналы времени от высокоточных атомных стандартов.

В частности, начиная с 1971 г., в СССР и США проводились совместные наблюдения космических радиоисточников (галактик и квазаров). В качестве антенн интерферометра использовались 64-метровый радиотелескоп в Голдстоуне (Калифорния) и 22-метровый радиотелескоп в Симеизе. На рабочей длине волны 3 см достигнута разрешающая способность 0,0003". Под таким углом видно обыкновенную спичку (по ее толщине) на расстоянии около полутора тысяч километров!

Однако упомянутая выше система записи и обработки сигналов имеет существенные недостатки. В частности, для проведения непрерывных наблюдений необходимо большое количество магнитной ленты, которая долго обрабатывается. Далее, процесс обработки отделен от процесса записи несколькими неделями и даже месяцами. Эти трудности устраняются при использовании искусственных спутников Земли. Так, еще в 1976 г. радиотелескопы в Грин Бэнк (США) и Алгонкунне (Канада) были связаны между собой геостационарным спутником связи. Обработанный сигнал передавался от первой антенны на вторую, конечно, со строгим учетом потерь времени на ретрансляцию. Тогда за 45 часов были проведены наблюдения 18 радиоисточников и в реальном времени (без задержки на недели и месяцы!) получена интерференционная картина от десяти из них.

Сегодня на нашей планете имеется свыше 40 радиотелескопов с диаметром антенны более 15 м, способных работать в режиме РСДБ. Из них 11 крупнейших уже объединены в систему глобального интерферометра. Наибольшей является база интерферометра, включающая радиотелескопы Мериленд Пойнт (США) — Тидбинбилла (Австралия) — 12 090 км.

Отметим, что в 1979 г. из антенны РТ-70 и установленного на орбитальной станции «Салют-6» 10-метрового радиотелескопа КРТ-10 был составлен первый в мире космический радиоинтерферометр. С середины 1982 г. в качестве составляющих трехэлементного радиоинтерферометра антенны Пушино, Евпатории и Симеиза с апертурой соответственно 22, 70 и 22 м и базой плеча Пушино — Симеиз, достигающие 1200 км, используются, в частности, для изучения угловых размеров и яркостных температур мазерных источников.

В настоящее время методами радиоастрономии исследуется Солнце и планеты (достаточно сказать об установлении характера вращения Венеры вокруг оси), изучена спиральная структура нашей Галактики. Радиоастрономия дала важнейший материал для решения вопроса о путях эволюции звезд (источники мазерного излучения и пульсары), эволюции вещества в масштабах галактик (радиогалактики и квазары) и Вселенной в целом (реликтовое радиоизлучение). Все это обсуждается во второй части этой книги.

Инфракрасная астрономия

Интервал длин волн от 7500 Å до 1 мм (от 0,75 мкм до 1000 мкм) называется инфракрасной областью спектра. Ее принято разделять на четыре отдельные части: ближнюю инфракрасную область (0,75—1,5 мкм), среднюю (1,5—20 мкм), дальнюю (20—100 мкм) и очень дальнюю (100—1000 мкм). Последнюю принято называть еще субмиллиметровой областью спектра. Границы этих диапазонов являются весьма условными. Разделение на части связано с тем, что в каждом диапазоне имеются свои методы регистрации электромагнитного излучения.

В земной атмосфере инфракрасное излучение поглощается молекулами водяного пара, углекислого газа и озона. И все же в ней имеются «атмосферные окна», в которых прозрачность достигает 70—80 %. Это спектральные участки 0,95—1,3 мкм, 1,5—1,8 мкм,

2,1—2,4 мкм, 3,3—4,2 мкм, 4,5—5,1 мкм и 8—13 мкм. Для наблюдений в других диапазонах инструменты поднимаются в верхние слои атмосферы с помощью баллонов или выводятся за ее пределы ракетно-космической техникой.

Регистрация инфракрасного излучения. При исследованиях в ближнем и среднем инфракрасных участках спектра используются обычные телескопические системы — рефракторы и рефлекторы. Объективы высокого качества изготавливаются из мышьяковистого трехсернистого стекла и других специальных сортов стекла, а также из естественных минералов флюорита, кварца и т. п. Обычные стекла, как известно, не пропускают излучение с длиной волны больше 2,7 мкм, а некоторые марки кварца имеют широкие полосы поглощения в области 2,7—3,4 мкм.

Как и в оптической астрономии, поверхности зеркал покрываются металлическими пленками, полученными испарением в вакууме. Оказалось, что с ростом длины волны коэффициент отражения металлических пленок увеличивается. Так, для алюминиевого покрытия при длинах волн 1, 5 и 10 мкм он равен соответственно 93,2, 97,7 и 98,1 %.

Фотографическая эмульсия нечувствительна к длинам волн больше 1,3 мкм. Поэтому при освоении столь широкого диапазона электромагнитных волн ставится вопрос об использовании принципиально новых типов приемников излучения. Приемники инфракрасного излучения должны преобразовать это излучение в другую форму энергии, более удобную для непосредственного измерения. Их принято делить на две группы — тепловые (термопары, болометры) и фотонные или квантовые приемники (использующие явления фотоэффекта).

Типичным тепловым детектором инфракрасного излучения является *полупроводниковый болометр* (термистор). Он состоит из полоски полупроводника (оксид или сульфид металла, например, свинца), укрепленной на подложке, соединенной с металлическими электродами. Величина лучистой энергии, падающей на пластинку болометра, измеряется по изменению ее электрического сопротивления. Размеры целой батареи (мозаики) отдельных болометров не превышают нескольких сантиметров.

Чувствительность тепловых приемников в 10—100 раз ниже фотонных, однако они более удобны в эксплуата-

ции. Большинство же фотонных приемников может функционировать лишь в условиях глубокого охлаждения (до 70 и даже 4,2 К).

Непосредственное изображение отдельных участков неба в инфракрасных лучах можно получить с помощью электронно-оптических преобразователей. Люминесцентный экран ЭОП позволяет превратить инфракрасное изображение в видимое. Телевизионная трубка типа видикон расширяет видимый диапазон до 13 мкм.

В субмиллиметровом диапазоне используются *пироэлектрические* приемники. Их главной частью являются тонкие пластинки из пироэлектрических кристаллов (триглицинсульфата, BaTiO_3), на которых с двух сторон напылены проводящие металлические слои. Субмиллиметровое излучение поглощается металлом на одной («рабочей») стороне пластинки, которая вследствие этого нагревается. При нагреве изменяется электрическая поляризация кристалла, и, в конечном итоге, — напряжение на его обкладках, которое и подлежит измерению.

В астрономических исследованиях наиболее широко используется разработанный Ф. Лоу (США) в 1961 г. болометр с детектором из германия, легированного галлием. При поглощении квантов оптического диапазона германиевый кристалл, подключенный последовательно в электрическую цепь, нагревается, а его сопротивление изменяется. Величина падения напряжения на кристалле и служит мерой мощности регистрируемого потока излучения. Детектор функционирует в условиях глубокого охлаждения до температуры кипения жидкого гелия (2—4 К). Аналогично в субмиллиметровой области применяются «электронные болометры» — приемники из сурьмянистого индия *n*-типа, в которых уменьшение сопротивления происходит в результате увеличения энергии и подвижности свободных носителей заряда (электронов) при поглощении излучения. Разработаны также квантовые детекторы — фотосопротивления и фотовольтаические элементы.

Длинноволновая часть субмиллиметрового диапазона регистрируется также с помощью обычных в радиоастрономии приемников. В частности, на Мауна Кеа в 1986 г. вводится в действие крупнейший в мире англо-голландский 15-метровый инфракрасный телескоп для наблюдений в диапазоне 0,3—1 мм. Электронная система управления, включающая четыре мини-ЭВМ, будет

выполнять наведение инструмента с точностью $\pm 3''$ с максимальной скоростью 45°/мин. Для обеспечения работы телескопа используются две ЭВМ, одна для управления им, вторая — для испытания светоприемной аппаратуры, обеспечения безопасности и подготовки следующих наблюдений. Вот как выглядит перечень светоприемников и приборов: линейка светоприемников с ретиконом (см. с. 187), ПЗС-матрица, электрографическая камера, ЭОПы, телевизионная камера со счетом фотонов, фотографическая камера, электрофотометры для видимого и инфракрасного диапазонов, поляриметр, спектрографы, интерферометр Фабри-Перо, фурье-спектрометр. Цифровое оборудование содержит: карточный перфоратор, дисковые запоминающие устройства и девять магнитных лент, алфавитно-цифровые и графические терминалы, телетайп, печатающее устройство, графопостроитель и цветной дисплей.

Такой же инфракрасный радиотелескоп с диаметром зеркала 10 м установлен Калифорнийским технологическим институтом (США) на высоте 4267 м.

Как уже отмечалось, крупнейший из «обычных» телескопов, предназначенных для наблюдений в инфракрасном диапазоне, имеет диаметр зеркала 3,8 м. Он установлен на высоте более 4000 м (см. табл. 1, с. 173). Ряд факторов, однако, сужает возможности наземных исследований в этом спектральном диапазоне. Кроме уже упомянутого атмосферного поглощения, это также попадающий на приемник фоновый поток от отдельных конструкций инструмента, а в касегреновских системах даже тепловое излучение отверстия в главном зеркале, отраженное вторичным зеркалом на приемник. Поэтому в развитии инфракрасной астрономии важную роль играют внеатмосферные наблюдения — с борта самолетов, в баллонных экспериментах, на зондирующих высотных ракетах и, главное, с борта космических аппаратов.

В частности, с середины 70-х годов в СССР осуществляются наблюдения в инфракрасном диапазоне с помощью 25-сантиметрового рефлектора, ориентированного в открытый иллюминатор самолета АН-30. Для измерения потоков излучения, идущих от планет, были разработаны планетные радиометры, которые устанавливались на космических аппаратах «Венера» и «Марс». В 1977 г. в составе станции «Салют-6» был выведен первый в мире бортовой субмиллиметровый телескоп БСТ-1М для наблюдений в диапазоне 50—1000 мкм.

Диаметр главного параболического зеркала был равен 1,5 м.

Небезынтересно и такое высказывание одного из специалистов, прозвучавшее на симпозиуме в Риме в 1983 г.: если в 1976 г. открытие одного источника инфракрасного излучения стоило 5000 долларов, то в 1983 г. — всего лишь 100 долларов.

Инфракрасное небо. Первый серьезный поиск инфракрасных источников излучения был проведен в 1965—1967 гг. Дж. Нейгебауэром и Р. Лейтоном (США) с помощью 155-сантиметрового телескопа. Было зарегистрировано около 20 000 источников, причем лишь около 600 из них совпадали с объектами, видимыми невооруженным глазом. Аналогичные работы были проведены несколькими группами исследователей. Весьма информативным оказался обзор неба, проведенный с января по ноябрь 1983 г. с помощью 60-сантиметрового телескопа спутника ИРАС — «*Infra-Red Astronomical Satellite*» (США): зарегистрировано примерно 250 000 инфракрасных объектов, в том числе около 20 000 галактик вне Млечного Пути, молекулярные облака в плоскости Галактики, холодные источники с температурой меньше 25 К и др.

Крупнейшим источником инфракрасного излучения является Солнце, излучающее в инфракрасном диапазоне около 30 % энергии. Регистрация этого излучения в различных длинах волн позволяет изучать строение внешних слоев ближайшей к нам звезды, а также распределение пылевых частиц в ее окрестностях на расстояниях до $20R_{\odot}$ от нее.

У ряда звезд обнаружены избытки инфракрасного излучения: поток инфракрасного излучения от них гораздо больше, чем он должен быть у звезды, температура которой установлена по ее спектральному классу. Это объясняется существованием вокруг таких звезд (преимущественно это звезды поздних спектральных классов) мощных пылевых оболочек, которые поглощают излучение звезд и переизлучают его в инфракрасной области. Именно поэтому звезда η Киля излучает в инфракрасном диапазоне 90 % своей энергии.

Целое скопление источников инфракрасного излучения обнаружено в туманности Ориона, в том числе объект Беклина — Нойгебауэра, излучение которого соответствует температуре черного тела $T = 530$ К. Не менее загадочный объект — звезда R Единорога, для

распределения энергии в спектре которой характерны два максимума: первый — в видимой части спектра, второй, главный, — в инфракрасном диапазоне. Еще более привлекательным оказалось темное облако вблизи звезды ρ Змееносца. При наблюдениях на волне 2 мкм в нем было открыто около 50 инфракрасных источников. По-видимому, во всех подобных случаях мы наблюдаем инфракрасное излучение молодых звезд, формирующихся из газо-пылевых облаков.

Инфракрасное излучение в значительно меньшей степени поглощается межзвездной средой. Поэтому с помощью инфракрасной техники представляется возможным изучать окрестности ядра нашей Галактики. Расчет показывает, что на расстоянии от Солнца до центра Галактики излучение с длиной волны 2 мкм ослабевает примерно в 10 раз, тогда как в видимом диапазоне не менее чем в 10^{12} раз, т. е. на 30 звездных величин! Так, уже удалось обнаружить вблизи центра Галактики точечный инфракрасный объект, светимость которого в миллионы раз превышает светимость Солнца. Природа этого объекта пока остается неясной.

Как свидетельствуют данные со спутника ИРАС, не менее 10 % инфракрасных источников излучения находятся за пределами нашей Галактики. Оказалось, что у некоторых «нормальных» галактик инфракрасная светимость на порядок выше, чем у нашей Галактики. А вот радиогалактика NGC 1068 вообще около 98 % своей энергии (10^{45} эрг/с) излучает в инфракрасном диапазоне. В данном случае, по-видимому, следует говорить об излучении гигантского комплекса газопылевых облаков общей массой около $5 \cdot 10^4 M_{\odot}$, находящегося вблизи центра Галактики и нагретого до температуры 40 К. Облака же должны нагреваться излучением (нетепловым!) центрального источника, природа которого пока неизвестна.

Мощными источниками инфракрасного излучения оказались квазары. Некоторые из них высвечивают основную часть своей энергии именно в этом диапазоне. Примером является квазар 3С 273. Инфракрасная светимость квазаров достигает величины 10^{47} эрг/с.

На пути к большому будущему инфракрасной астрономии еще немало трудностей. Для наблюдений регистрирующую аппаратуру необходимо устанавливать в гондолах аэростатов или на борту искусственных спутников Земли. Но большинство приемников инфракрасного излучения работает при температуре сжиженного

гелия (4,2 К). Возникает необходимость создавать миниатюрные, но достаточно мощные охладители, обеспечить их работоспособность в условиях невесомости, перегрузок и вибрации. Предполагается, что для приема излучения субмиллиметрового диапазона на орбите спутника вскоре будут созданы зеркальные антенны диаметром 10—20 метров.

От ультрафиолета до гамма-излучения

В видимом диапазоне длин волн при $\lambda = 5500 \text{ \AA}$ поток лучистой энергии от Солнца составляет у Земли около $200 \text{ эрг/с}\cdot\text{см}^2\cdot 1 \text{ \AA}$. По формуле Планка (3.6) нетрудно рассчитать, что в далеком ультрафиолете (при $\lambda = 600 \text{ \AA}$) он будет меньше в 10^{10} , а в рентгеновском диапазоне ($\lambda = 60 \text{ \AA}$) — в 10^{20} раз. Если бы это было так, то получить какую-нибудь информацию о Солнце на коротких длинах волн было бы очень трудно.

Однако, исследуя спектр солнечной короны, астрономы пришли к выводу, что температура газа в ней значительно превышает температуру фотосферы и достигает миллиона градусов. Следовало поэтому ожидать, что корона Солнца является мощным источником рентгеновского излучения. Перед астрономами открывался новый многообещающий канал, по которому можно было получить важную информацию не только о Солнце, но и об окружающей нас Вселенной в целом. Для его использования необходимо было разработать оригинальную аппаратуру, необходимы были средства для подъема ее вверх, за пределы атмосферы.

Современная техника позволяет выносить телескопы вверх на аэростатах (потолок 35 км), высотных самолетах (до 100 км на время 5—8 минут), геофизических ракетах (до 1000 км на несколько минут), искусственных спутниках Земли (выше 180 км) и на автоматических межпланетных станциях, направляемых к Луне и планетам. Одной из важнейших и успешно решенных задач при проведении наблюдений с орбиты спутника Земли было гидирование телескопа. Сейчас при движении космической обсерватории по околоземной орбите ее телескоп может сохранять постоянную ориентацию в направлении на исследуемый объект на протяжении нескольких дней с точностью до $0,05''$.

Здесь мы остановимся главным образом на методах регистрации коротковолнового излучения, тогда как об-

суждение полученных результатов будет дано в соответствующих разделах.

В коротковолновой части спектра выделяется ультрафиолетовый, рентгеновский и гамма-диапазон электромагнитных волн. Методы их регистрации существенно различны.

Ультрафиолетовая астрономия. Для наблюдений в близком ультрафиолете (в области длин волн, больших $1200 \text{ \AA}$) используются обычные телескопы с алюминированными зеркалами. При дальнейшем уменьшении длины волны коэффициент отражения алюминиевого слоя резко уменьшается. Чтобы алюминированное зеркало лучше отражало волны длиной больше $1000 \text{ \AA}$, его покрывают тонким слоем фтористого магния.

При наблюдениях в ультрафиолете стремятся уменьшить число отражающих поверхностей. Поэтому спектрограф, используемый для получения коротковолнового спектра Солнца, состоит всего лишь из одной вогнутой дифракционной решетки, которая одновременно строит в фокальной плоскости изображение щели. Благодаря этому объектив камеры становится излишним. При наблюдениях в диапазоне длин волн $\lambda < 400 \text{ \AA}$ решетка устанавливается таким образом, чтобы солнечные лучи падали на нее под углом всего несколько градусов к ее поверхности.

В области $1900\text{—}1700 \text{ \AA}$ желатин сильно поглощает свет и сильно флуоресцирует. Поэтому при фотографических наблюдениях в ультрафиолете пользуются так называемыми шумановскими эмульсиями, в которых желатина очень мало. Регистрация спектра может производиться также фотоэлектрическим методом. В этом случае в фокальной плоскости за выходной щелью устанавливается фотоэлектрический приемник излучения. Передвижение щели вместе с приемником (или же вращение решетки) и позволяет зафиксировать весь спектральный диапазон.

Ультрафиолетовое излучение с длиной волны меньше $1600 \text{ \AA}$ регистрируется хорошо известными *счетчиками Гейгера — Мюллера*. Это металлический цилиндр, в котором вдоль оси натянута тонкая, изолированная от трубки металлическая (вольфрамовая) нить. Между стенкой цилиндра и нитью через большое сопротивление прикладывается разность потенциалов, причем нить счетчика присоединяется к положительному полюсу источника, а цилиндр к отрицательному. В большинстве

случаев используются счетчики, в которых объем заполнен аргоном с примесью (10 %) паров этилового спирта, окиси азота, хлористого метила и др. при давлении в семь — восемь раз меньше атмосферного. При поглощении атомом газа ультрафиолетового или рентгеновского кванта образуется пара заряженных частиц — электрон и ион. Под действием приложенного к электродам напряжения эти заряды ускоряются в противоположных направлениях, сталкиваются с нейтральными частицами и ионизуют их. Этот процесс повторяется много раз, в газе развивается лавинная ионизация. В конечном итоге электродов достигает примерно 10^4 пар частиц на каждый поглощенный квант. После этого ток, протекающий через счетчик, резко обрывается. На протяжении 100 микросекунд в счетчике восстанавливается первоначальное состояние, и он готов к регистрации следующей частицы или кванта. При наличии окошка, поглощающего кванты, квантовый выход гейгеровских счетчиков не превышает 20 %.

Чтобы выделить отдельный спектральный диапазон, перед счетчиком фотонов устанавливается соответствующий фильтр. Так, например, фтористый литий (LiF) пропускает область λ 1050—1340 Å, диапазон 1225—1340 Å можно выделить дополнительным фильтром из фтористого кальция (CaF_2) и т. д.

Для регистрации электромагнитного излучения в области спектра 1—1500 Å в настоящее время используются высокочувствительные *вторично-электронные умножители* открытого типа (ВЭУ). Эти приборы отличаются от обычных фотоэлектронных умножителей (ФЭУ) тем, что они не имеют защитного вакуумного баллона. Отсутствие окошка между источником излучения и катодом значительно повышает эффективность прибора.

В обычных ФЭУ эмитирующие поверхности находятся в вакууме, и как только они соприкасаются с воздухом, на них образуются тонкие окисные слои, резко ухудшающие характеристики прибора. В ВЭУ этого удается избежать подбором материала эмиттеров, которыми здесь являются: 1) полупроводниковые слои из окислов олова, кремния, легированного золотом, алюминия, активированного молибденом; 2) алюминиевые слои, которые в результате предварительного прогрева покрываются очень тонким защитным слоем окисла Al_2O_3 , предохраняющим поверхность от изменений при дальнейшем взаимодействии с воздухом, не препятству-

ющим эмиссии и 3) слои из окислов щелочноземельных металлов (главным образом, окислы бериллия BeO). По своей конструкции ВЭУ разделяются на две группы: ВЭУ с дискретными диодами (корытообразными или типа жалюзи) и ВЭУ со сплошными эмиттерами. В последнем случае умножитель состоит из двух стеклянных или кварцевых трубочек с нанесенными на них слоями рабочего вещества.

Для регистрации ультрафиолетового излучения успешно используются телевизионные приемники и устройства с накоплением изображения, в частности приемник «Увикон», каналовые электронные умножители и микроканальные пластины.

Начиная с 1968 г., за пределами плотных слоев земной атмосферы более чем на десяти инструментах проводились продолжительные наблюдения звезд в ультрафиолетовом диапазоне спектра. В частности, результативной была работа ультрафиолетового спектрофотометра спутника ТД-1А (Европейское космическое агентство, запуск 1972 г.): получена информация об излучении в отдельных спектральных диапазонах для более чем 30 000 звезд до 9^m и спектры нескольких сотен объектов до 6^m . Спектрограммы нескольких тысяч звезд до 13^m были получены экипажем корабля «Союз-13» П. И. Климуком и В. В. Лебедевым (1973 г.). Трудно переоценить результаты, полученные с помощью 80-сантиметрового телескопа ОАО-3 «Коперник» (США, запуск 1972 г., продолжительность работы на земной орбите восемь с половиной лет). Была детально исследована структура межзвездной среды, физические условия в ней и ее химический состав. Установлено, что в межзвездной среде существуют области с температурой около 10^6 К и что около половины межзвездного вещества находится в молекулярной форме. До сих пор работает на орбите американо-западно-европейский спутник IUE (запуск 1978 г.), с помощью 45-сантиметрового телескопа которого получают с высоким разрешением спектры звезд различных типов для изучения физических условий в их атмосферах, изучения динамики вещества в двойных системах, исследования галактик и квазаров, а также объектов Солнечной системы. Четыре идентичных телескопа с апертурой в 40 см установлены на специализированном спутнике EUVE (Extreme Ultraviolet Explorer, запуск 1985 г.), задача которого — осмотр всего неба в диапазоне 100—1000 Å.

23 марта 1983 г. в Советском Союзе был выведен на вытянутую околоземную орбиту астрономический спутник «Астрон». На нем установлены ультрафиолетовый телескоп «Спика» (диаметр зеркала 80 см) со спектрометром для фотоэлектрической записи спектра в диапазоне от 1140 до 3400 Å, и рентгеновский телескоп СКР-02. Спутник успешно ведет наблюдение уже более двух лет.

Рентгеновская астрономия. Изображение Солнца в рентгеновских лучах получают с помощью камеры-обскуры или же зеркального телескопа со скользящим

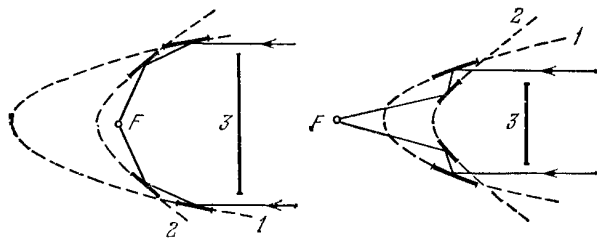


Рис. 89. Схемы рентгеновских телескопов-рефлекторов. Здесь 1 и 2 — параболическое и гиперболическое зеркала, 3 — непрозрачный экран

падением лучей. В этом случае поглощение рентгеновских лучей материалом зеркала относительно невелико. При этом, если необходимо выделить отдельный спектральный диапазон, интересующий наблюдателя, перед отверстием телескопа устанавливается соответствующий «светофильтр». Им может быть бериллиевая пленка толщиной около 13 мкм, которая пропускает рентгеновское излучение в диапазоне от 3,5 до 14 Å, или же лавсановая пленка, пропускающая излучение от 3,5 до 14 и от 44 до 60 Å, и т. д.

Если поток рентгеновских лучей падает на полированную поверхность под малым углом в ней, то он практически полностью отражается ею. Это явление и используется для построения солнечных рентгеновских телескопов, которые обычно представляют собой комбинацию двух зеркал — параболоида вращения и гипербоида вращения. На рис. 89 показано два возможных варианта установки зеркал. Луч света отражается от первого зеркала под углом всего около 1° к отражающей поверхности, попадает на второе зеркало и после этого — в фокальную плоскость, где и строится изобра-

жение Солнца. Все лучи, идущие ближе к главной оси зеркала, задерживаются диафрагмой 3.

Эффективным приемником рентгеновского излучения является *трубчатый коллиматор*. В данном случае перед счетчиком рентгеновских квантов устанавливается батарея тонких трубок, стенки которых играют роль экранов, ограничивающих исследуемую область неба. Так, если длина трубки в 57 раз больше ее диаметра, то коллиматор выделяет на небесной сфере поле радиусом в 1°. Таким путем удается довести точность определения положения объекта на небе до $\pm 30''$.

Спектры Солнца и наиболее мощных источников рентгеновского излучения исследуют с помощью *кристаллических брэгговских спектрометров*. Спектрометр состоит из дифрагирующего элемента (кристалла), детектора (счетчика Гейгера), механизма вращения кристалла и механизма передвижения детектора. Дополнительно перед входным отверстием инструмента устанавливается соответствующий светофильтр. Этот инструмент, в частности, с помощью кристалла фтористого лития (LiF) позволяет получить в диапазоне 1,3—3,1 Å спектральное разрешение $\sim 0,01$ Å.

Для регистрации и анализа рентгеновских квантов с энергиями $E < 100$ кэВ используются также пропорциональные счетчики, устройство и принцип работы которых аналогичны счетчикам Гейгера. В качестве спектрометрических рентгеновских устройств используются счетчики из полупроводниковых кристаллов, полупроводниковые приборы с зарядовой связью и сцинтилляционные счетчики.

Рентгеновское излучение Солнца впервые было зарегистрировано Барнэйттом (США) в 1948 г. В настоящее время весь спектральный диапазон солнечного рентгеновского излучения уже детально изучен и фотографирование Солнца в рентгеновских лучах стало обычным явлением.

На рис. 90 показано распределение энергии в коротковолновой области спектра Солнца по данным измерений, проведенных за последние годы. Огромный избыток энергии в ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах излучается в многочисленных спектральных линиях газом, образующим верхнюю хромосферу и корону Солнца. Было установлено также, что поток рентгеновского излучения не является стационарным во времени. Так, для длин волн меньше 8 Å в макси-

муме активности этот поток в сотни раз больше, чем в минимуме. Резко (в 100—500 раз) возрастает интенсивность рентгеновского излучения в момент хромосферной вспышки.

С помощью рентгеновских телескопов, которые устанавливались на высотных ракетах и спутниках Земли, зарегистрирован изотропный фон космического излучения, а также несколько тысяч дискретных источников.

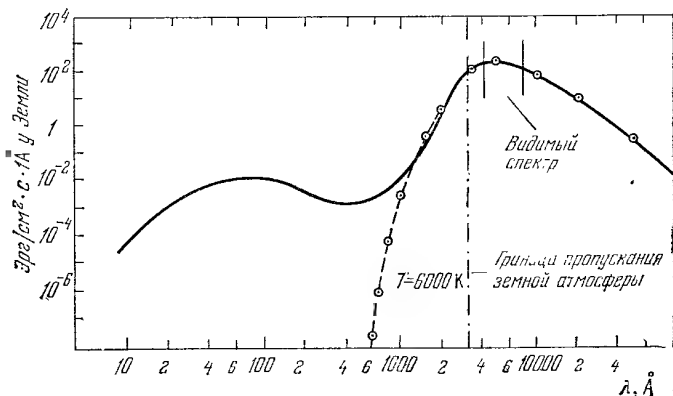


Рис. 90. Распределение энергии в коротковолновой области спектра Солнца по данным внеатмосферных наблюдений

Это прежде всего «обычные» звезды, белые карлики и вспыхивающие переменные различных типов. Открыто уже свыше 20 рентгеновских пульсаров в двойных системах, около десяти рентгеновских источников в шаровых скоплениях, около 30 вспыхивающих рентгеновских источников — *барстеров*, более 20 остатков сверхновых звезд. Часть рентгеновских источников находится за пределами нашей Галактики. В Большом и Малом Магеллановых Облаках — это те же двойные системы, остатки сверхновых и шаровые скопления. Известно уже несколько десятков рентгеновских квазаров. Мощными источниками рентгеновского излучения являются сейфертовские и другие активные галактики. Подробнее эти результаты будут обсуждены далее в соответствующих разделах.

Полезная работа была проделана на запущенных в США искусственных спутниках Земли «Ухуру» (1971 г.) и особенно на обсерватории «ХЕАО-2» им. А. Эйнштейна (1978 г.). Большой объем наблюдений был выпол-

нен с помощью рентгеновских телескопов, установленных на автоматической станции «Астрон», на орбитальных станциях «Салют-4, 7» и некоторых спутниках серии «Космос» (СССР), спутниках «Ариэль-5» (Англия), «АНС» (Голландия), «ОСО-7», «ОСО-8», «ХЕАО-1» (США). Важность всех открытий в рентгеновском диапазоне нельзя переоценить, скорее, наоборот. Сегодня, по-видимому, еще трудно представить себе, насколько расширятся и изменятся наши знания об эволюции звезд и галактик после того, как уже имеющиеся результаты получат надлежащее объяснение.

Гамма-астрономия. При обсуждении проблем гамма-астрономии принято говорить не о длине волны излучения λ , а об энергии фотона ϵ . Переход к последней осуществляется по очевидной формуле

$$\epsilon = \frac{hc}{\lambda} = \frac{12,6}{\lambda (\text{Å})} \text{ кэВ.}$$

Принято также энергию фотона выражать в электрон-вольтах ($1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}$), в Мегаэлектрон-вольтах ($1 \text{ МэВ} = 10^6 \text{ эВ}$) и Гигаэлектрон-вольтах ($1 \text{ ГэВ} = 10^9 \text{ эВ}$). Длины волн гамма-излучения меньше $0,1 \text{ Å}$ это соответствует энергиям больше $0,12 \text{ МэВ}$.

Гамма-излучение условно разделяют на четыре диапазона: мягкие гамма-кванты (с энергией от $0,1$ до 10 МэВ), энергичные ($10 \text{ МэВ} — 1 \text{ ГэВ}$), жесткие ($1 — 100 \text{ ГэВ}$) и сверхжесткие (больше 100 ГэВ). Удалось зарегистрировать космические гамма-кванты с энергией около 10^{16} эВ . В лабораторных условиях на крупнейших ускорителях можно получить гамма-кванты с энергией около 10^{11} эВ .

Регистрация космических гамма-квантов является очень сложной проблемой. Ведь детекторы гамма-квантов способны также регистрировать и потоки заряженных частиц — космических лучей. И, как оказалось, фон этих частиц в 10^3 и даже в 10^4 раз больше фона гамма-излучения. Следовательно, его необходимо надлежащим образом устранять.

До последнего времени используются три типа детекторов гамма-излучения: сцинтилляционные и черенковские счетчики, ядерные эмульсии и искровые камеры. О них мы поговорим более подробно в следующем параграфе. Типичная схема гамма-телескопа показана на рис. 91. Гамма-телескоп устанавливается под сцинтилляционным счетчиком — колпаком, который регист-

рирует заряженные частицы и исключает их из числа событий, зафиксированных самим телескопом. Попадая в конвертор (слой свинца), гамма-квант либо передает часть своей энергии электрону (в данном случае происходит комптоновское рассеяние, которое эффективно для мягких гамма-квантов), либо превращается в пару электрон-позитрон (это явление называется *конверсией*

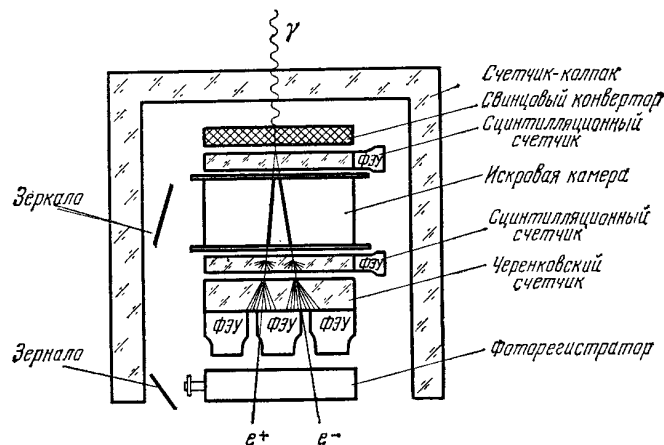


Рис. 91. Схема гамма-телескопа

энергичных гамма-квантов). Образовавшиеся в конвертере частицы, сохраняя общее направление первичного гамма-кванта, разлетаются под углом $\theta = m_e c^2 / \epsilon$, где ϵ — энергия кванта.

Проходя через сцинтилляционные и черенковские счетчики, эти частицы вызывают вспышки света, регистрируемые фотоумножителями. В искровой камере вдоль ионизационного следа, оставленного частицей, происходит искровой разряд, который и фиксируется фотореистратором (для этого в показанном на рис. 91 телескопе используются два плоских зеркала).

Таким образом, исследуя движение пары электрон-позитрон, можно определить энергию и направление движения гамма-кванта. Последнее, однако, удастся сделать лишь с точностью до 1° , так как даже при очень малой толщине конвертора электрон и позитрон испытывают в нем многократное рассеяние.

Гамма-кванты с энергией больше 100 ГэВ при входе в атмосферу взаимодействуют с молекулами возду-

ха, рождая целые лавины («атмосферные ливни») релятивистских электронов, позитронов и вторичных гамма-квантов. Движущиеся частицы возбуждают кратковременные (длительностью около 10^{-8} с) вспышки черенковского светового излучения, которые можно наблюдать преимущественно в синей и фиолетовой областях спектра. В настоящее время уже построены установки для регистрации этого излучения. Например, на острове Мальта такая установка состоит из четырех 90-сантиметровых зеркал, установленных на одной поворотной раме. Смитсоновской астрофизической обсерваторией на вершине Маунт Хопкинс в Аризоне (США) установлен 10-метровый рефлектор, состоящий из мозаики из 248 шестиугольных зеркал. Установка для аналогичных наблюдений работает и в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР.

Регистрация γ -лучей с энергиями около 1 МэВ ведется с помощью инструментов, установленных на космических аппаратах.

Первые шаги в освоении гамма-диапазона оказались успешными, хотя обнаруженные потоки в гамма-диапазоне в большинстве случаев и оказались гораздо меньше, чем предсказывалось... Зарегистрирован изотропный поток гамма-квантов, поступающий на Землю равномерно со всех направлений, причем в диапазоне 10^6 — 10^{16} эВ распределение квантов по энергиям подчиняется зависимости $I \sim E^{-2,2}$ фотон/см²·с·стерадиан·МэВ. Предполагается, что эти гамма-кванты возникают в Метагалактике при столкновениях релятивистских электронов с малоэнергичными фотонами. Вблизи энергий ~ 100 МэВ замечено повышение интенсивности при приближении к плоскости галактического экватора. Ожидается, что анализ этих наблюдений позволит получить данные о распределении газа, пыли и космических лучей в Галактике. Обнаружено также свыше 50 дискретных источников гамма-излучения. Часть их расположена вблизи плоскости Галактики, возможно, потому, что они принадлежат к нашей звездной системе. Один из таких источников расположен в Крабовидной туманности. Другие, по всей видимости, являются внегалактическими.

Важные результаты были получены с помощью γ -детекторов, установленных на спутниках «Vela» (США), которые выводились на высоту 120 000 км над Землей (всего шесть спутников), спутнике «Снег-3» (Франция),

спутниках серии «Прогноз» (СССР) и др. Было зарегистрировано (с 1973 по 1985 г.) около 200 всплесков гамма-излучения с нарастанием блеска от десятков миллисекунд до нескольких секунд с последующим спадом за единицы — десятки секунд. О природе этих явлений высказано немало предположений (например, коллапс белого карлика, выпадение кометы на нейтронную звезду, выбросы пульсарами релятивистских пылин и др.).

Гамма-телескопы, устанавливаемые на высотных аэростатах и искусственных спутниках Земли, способны регистрировать потоки $1-0,1$ квант/м²·с. Перед гамма-астрономией стоит задача — повысить чувствительность этих приборов в сто — тысячу раз.

Наблюдения космических лучей

Еще в 1900 г. было обращено внимание на тот факт, что электроскоп, даже помещенный в замкнутый, тщательно изолированный сосуд, разряжается. Напрашивался вывод, что газ в сосуде непрерывно ионизируется и что эта ионизация происходит под действием какого-то излучения, проникающего извне. Некоторое время казалось, что ионизирующим фактором являются гамма-лучи, испускаемые при радиоактивном распаде вещества земной коры.

Но вот 7 августа 1912 г. физик Виктор Гесс (1883—1964) (Австрия) поднялся в гондоле аэростата с тремя электроскопами на высоту около 5000 метров. Гесс обнаружил, что с увеличением высоты ионизация газа в сосуде вокруг электроскопа существенно возрастает. Так было доказано, что из космического пространства к Земле устремляются потоки излучения, способного ионизовать газ. В 1936 г., т. е. спустя 24 года, за это свое открытие Гесс получил Нобелевскую премию.

Сегодня уже известно, что космические лучи — это потоки заряженных частиц — ядер различных химических элементов, движущиеся в мировом пространстве. Энергии этих частиц огромны, они достигают 10^{20} эВ. Каждую секунду на площадку земной поверхности в 1 м² их пришлось бы более 10 000. На эти высокоэнергичные частицы непосредственно к поверхности Земли не доходят. Влетая в верхние слои земной атмосферы, они сталкиваются в ней с атомами и молекулами и передают им свою энергию, порождая целые ливни «вто-

ричного космического излучения». В частности, если энергия первичной частицы достигала величины $10^{18}-10^{20}$ эВ, то число вторичных частиц составит несколько миллиардов; они покрывают площадь в несколько квадратных километров (так называемые ливни Оже). Изучение вторичного космического излучения предоставляет физикам возможность заглянуть в глубь строения вещества. Именно при регистрации космических лучей были открыты позитроны, мезоны, гипероны. Для астрономии же очень важным является исследование *первичного* космического излучения. Ведь можно надеяться, что оно несет информацию о процессах, происходящих во Вселенной. Следовательно, необходимо было изучить его химический состав, распределение частиц по энергиям, по направлениям движения. Для регистрации космических лучей используются различные типы приборов, в том числе камера Вильсона, счетчик Гейгера — Мюллера, сцинтилляционные и черенковские счетчики, искровые камеры и ядерные эмульсии. Мы остановимся на принципе работы трех последних.

Черенковские счетчики. Так называемое черенковское излучение наблюдается в веществе в случае, если в нем движется частица со скоростью v , большей фазовой скорости света c/n в данном веществе (n — коэффициент преломления вещества). Возникающие при этом кванты света движутся в направлении движения самой частицы в конусе с угловым раствором $\theta = \arccos \frac{c}{nv}$. Это позволяет не только регистрировать прохождение через детектор каждой частицы в отдельности, но и определять направление ее движения, массу и энергию.

Искровая камера. В данном приборе, в сосуде, заполненном рабочим газом, установлено большое число электродов. Пролетая через искровую камеру, частица ионизует газ вдоль своего пути, и как только это произошло, управляющие счетчики подают на электроды камеры импульс высокого напряжения (несколько десятков киловольт). В результате по ионизованному газу (следу частицы) проскакивает искра — *стример*. Для считывания информации о прохождении частицы используется фотокамера, телевизионная камера и другие методы.

Ядерная эмульсия. Ядерная эмульсия по сравнению с обычной имеет более высокую концентрацию галоидного

серебра, меньшие зерна и большую толщину слоя. При движении заряженной частицы через эмульсию в ней происходит разложение галоидного серебра, а после ее проявления в ней хорошо заметны «треки» — траектории частиц, по которым определяются вид частицы и ее энергия. Эмульсия надежно фиксирует процессы взаимодействия частиц, при которых рождаются вторичные заряженные частицы. Перед наблюдением отдельные слои фотозульсии спрессовываются в целые блоки, которые после «экспозиции» разделяются. На поверхность каждого слоя наносится координатная сетка, позволяющая правильно отождествить траекторию частицы при ее переходе от одного слоя к другому. Именно с помощью ядерных эмульсий и были получены наиболее полные данные о химическом составе (точнее, следует говорить о ядерном составе, так как ядра космических лучей полностью лишены орбитальных электронов) космических лучей, что позволило сделать определенные выводы об их источниках, о механизмах их ускорения и характере движения в межзвездной среде.

Ионизирующая способность ядер — компонент космических лучей пропорциональна квадрату заряда ядра Z . Поэтому с увеличением Z толщина следа частицы в эмульсии повышается. Но на практике бывает очень трудно с высокой точностью установить, какому ядру принадлежит данный след. Поэтому обычно определяется лишь принадлежность ядра к той или другой группе. Принято выделять такие группы ядер: протоны (p), ядра гелия (α -частицы), группу легких ядер — лития, бериллия и бора ($Z = 3-5$), обозначаемую буквой L , группу средних (M) ядер — углерода, кислорода, азота и фтора ($Z = 6-9$), группу тяжелых (H) ядер с порядковым номером $Z \geq 10$ и группу очень тяжелых (VH) ядер с $Z \geq 20$.

Анализ данных о химическом составе космических лучей показал следующее. В космических лучах ядер легких элементов (ядер группы L) в 10^6 раз больше, чем в атмосферах Солнца и звезд. Далее, космические лучи в десять раз богаче тяжелыми элементами (H) и примерно в 60 раз — очень тяжелыми элементами (VH) по сравнению с их количеством в среднем во Вселенной.

В настоящее время предполагается, что избыток лития, бериллия и бора в космических лучах возникает в

результате расщепления тяжелых ядер, движущихся в межзвездной среде с релятивистскими скоростями, при их столкновениях с атомами межзвездной среды. Как показали расчеты, наблюдаемая концентрация легких ядер достигается в том случае, если космические лучи проходят расстояние порядка $3 \cdot 10^{26}$ см, что примерно в 5000 раз превышает диаметр нашей Галактики. Двигаясь со скоростями, близкими к скорости света, космические лучи проходят это расстояние за время порядка $3 \cdot 10^8$ лет.

Это еще не означает, что космические лучи поступают в Галактику от источников, находящихся далеко за ее пределами. Известно, что при движении заряженной частицы в магнитном поле с напряженностью H ее траектория искривляется: частица описывает винтовую линию вокруг магнитной силовой линии, причем радиус кривизны ее траектории равен

$$r = \frac{E \sin \psi}{300ZH}.$$

Здесь ψ — угол между скоростью частицы и направлением магнитного поля. Энергия частицы E выражена в электрон-вольтах, а напряженность магнитного поля — в эрстедах. В частности, для протона ($Z = 1$) при $E = 10^{10}$ эВ и напряженности $H = 10^{-6}$ э находим $r = 3 \cdot 10^{13}$ см. Можно поэтому предполагать, что большая часть космических лучей имеет галактическое происхождение. Но раньше, чем попасть к земному наблюдателю, они совершают сложное путешествие в Галактике сквозь ее «запутанные» магнитные поля.

И наконец, было обнаружено, что космические лучи приходят к Земле равномерно со всех направлений. Таким образом, их изучение не дает никакой информации о месте расположения источников космических лучей. По меткому замечанию В. Л. Гинзбурга (СССР), это аналогично положению, которое существовало бы в астрофизике, если бы оптическое излучение всех небесных тел раньше смешивалось и лишь после этого анализировалось.

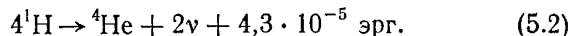
Вспомним, однако, что релятивистские электроны (одна из компонент космических лучей), двигаясь в магнитных полях, интенсивно испускают синхротронное излучение. Таким образом, об источниках космических лучей многое может сообщить нам радиоастрономия, а в будущем — рентгеновская и, возможно, гамма-астрономия.

Уловить нейтрино!

Теоретические предпосылки. Поток фотонов, регистрируемый наблюдателем, рассказывает ему о физических условиях, существующих во внешних слоях звезды. Эта информация, безусловно, очень важна. И все же наши представления о внутреннем строении звезд, о путях их эволюции были бы более уверенными и точными, если бы удалось «заглянуть» в глубокие недра звезд, для начала хотя бы Солнца. Но возможно ли это?

Да, отвечают теоретики. По современным представлениям энергия, излучаемая звездами, генерируется в их центральных областях в результате протекания там термоядерных реакций. Среди них главную роль играет превращение водорода в гелий.

Термоядерными реакциями называются процессы, сопровождающиеся превращением одних элементарных частиц в другие и протекающие при высоких температурах. Например, из четырех ядер водорода (четыре протона) образуется ядро гелия (альфа-частица), состоящее из двух протонов и двух нейтронов. В процессе этой реакции происходит превращение двух протонов в нейтроны, сопровождающееся излучением двух нейтрино ν . Это можно представить схемой



При взаимных превращениях элементарных частиц общий электрический заряд, число тяжелых частиц (барионов) и легких частиц (лептонов) сохраняются. Поэтому превращение протона p в нейтрон n запишется так:



Проверим, выполняются ли здесь упомянутые законы сохранения. До реакции (слева) имеется единичный положительный заряд. Поэтому частица, имеющая положительный заряд, должна стоять и справа (т. е. после реакции). Слева имеется один барион (p), значит, один барион должен стоять и справа (n). И, наконец, справа появился один лептон — античастица e^+ (позитрон), значит, в реакции должен участвовать еще один лептон. Им и является нейтрино ν . В результате суммарный лептонный заряд справа равен нулю, так как

античастице приписывается отрицательный лептонный (или соответственно барионный) заряд.

Аналогичным образом записывается обратное превращение нейтрона в протон



В данном случае справа рядом с частицей (лептоном) e^- появляется античастица — антинейтрино $\bar{\nu}$.

Посмотрим теперь, как было оценено общее количество энергии, освобождающееся при образовании одного ядра гелия, которое записано в формуле (5.2). Выделенная энергия пропорциональна разности массы одного ядра гелия и массы четырех ядер водорода. Масса одного протона, измеренная в атомных единицах, равна 1,00813, масса четырех протонов равна 4,03252. Масса ядра гелия составляет всего 4,00389. Таким образом, разность массы, составляющая 0,02863 атомной единицы, излучается. Энергия ΔE , соответствующая ей, находится по известной формуле Эйнштейна

$$E = mc^2. \quad (5.5)$$

Подставляя все величины, находим

$$\Delta E = 0,02863 \times 1,67 \cdot 10^{-24} \times (3 \cdot 10^{10})^2 = 4,3 \cdot 10^{-5} \text{ эрг.}$$

Здесь $1,67 \cdot 10^{-24} \text{ г} = m_{\text{H}}$ — масса протона.

Солнце излучает энергию $L = 3,86 \cdot 10^{33} \text{ эрг/с}$. Разделив L на ΔE , находим, что в его недрах за каждую секунду образуется примерно 10^{38} ядер гелия. На каждую α -частицу образуется два нейтрино, т. е. всего около $2 \cdot 10^{38}$ нейтрино за секунду. Какова их дальнейшая судьба?

Чтобы ответ на этот вопрос был более наглядным, удобно сопоставить нейтрино с фотонами. Для описания переноса квантов света через среду в астрофизике пользуются понятием длины пробега кванта l , величина которой оценивается формулой (3.21), или, если выражать ее через плотность вещества ρ и непрозрачность κ , $l \approx 1/\kappa$. Для средних условий в звездных недрах при $\rho \approx 100 \text{ г/см}^3$ и температуре $T \approx 10^6 \text{ К}$ непрозрачность равна $\kappa \approx 100 \cdot \text{см}^2/\text{г}$. Таким образом, средняя длина пробега кванта света в недрах звезды составляет всего $l \approx 1/\kappa \approx 0,0001 \text{ см}$.

Аналогичным образом вводится и длина пробега нейтрино. Теоретический анализ показал, что коэффициент поглощения в расчете на одну частицу для

нейтрино и антинейтрино значительно меньше, чем для излучения: $k_{\nu\bar{\nu}} \approx 6 \cdot 10^{-44} \text{ см}^2$, тогда как на пределе бальмеровской серии коэффициент поглощения равен $0,63 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$. Плотность в недрах Солнца составляет 100 г/см^3 , что соответствует концентрации частиц $N \approx 10^{26} \text{ см}^{-3}$. Поэтому длина пробега нейтрино равна

$$l_{\nu\bar{\nu}} \approx \frac{1}{k_{\nu\bar{\nu}} N} \approx 10^{17} \text{ см.}$$

А это в сотни раз превышает размеры Солнечной системы.

Итак, нейтрино, образующиеся в недрах Солнца (как и в недрах других звезд), сразу же свободно пронизывают всю его массу и уходят в бесконечность. И если за секунду здесь образовалось $2 \cdot 10^{38}$ нейтрино, то на расстоянии 150 млн. км от Солнца их поток составляет 65 миллиардов на каждый квадратный сантиметр за секунду!

Нейтринная астрофизика и ставит своей задачей разработку методов, которые позволяли бы улавливать хотя бы небольшую часть нейтрино, приходящих к Земле от звезд и прежде всего от Солнца. Но можно ли уловить нейтрино?

Существование нейтрино предвидел теоретически Вольфганг Паули (1900—1958) в 1931 г. Учитывая большую проникающую способность нейтрино, Паули держал пари, что они никогда не будут зарегистрированы. И все же 25 лет спустя физики Ф. Райнес и К. Л. Коуэн (США) обнаружили антинейтрино, испускаемые ядерным реактором. Эффективное сечение, определенное экспериментальным путем, совпадало с теоретическим с точностью до 5 %. Отсюда следует вывод, что нейтрино, испускаемые Солнцем, в принципе также можно зарегистрировать.

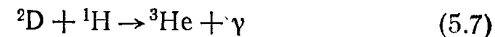
Здесь, однако, имеются некоторые «тонкости». Вероятность того, что нейтрино будет зафиксировано, является тем большей, чем больше его энергия. Последняя же существенно зависит от того, как, по какой схеме происходит превращение водорода в гелий. Поэтому нам придется познакомиться с этим процессом более подробно.

При температуре, меньшей 15 млн. градусов, синтез гелия из водорода происходит в результате *протон-протонного цикла*. Сначала происходит реакция, при кото-

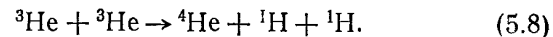
рой образуется ядро дейтерия ^2D ,



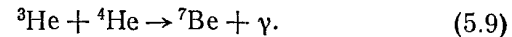
причем максимальная энергия, которую получают нейтрино, равна $E_{\max} = 0,42 \text{ МэВ}$. Далее идет реакция образования изотопа гелия ^3He



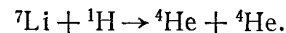
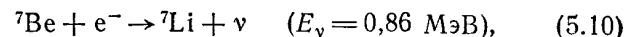
и, наконец, «замыкающая» реакция цикла, в результате которой из двух изотопов ^3He образуется изотоп ^4He с освобождением двух протонов:



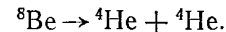
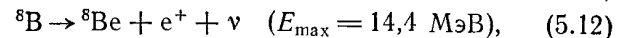
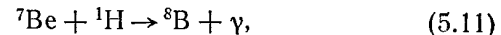
Оценки показывают, что этим путем в протон-протонном цикле образуется около 80 % общего числа ядер ^4He . В остальных 20 % случаев реакции протекают с образованием бериллия следующим образом:



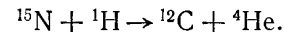
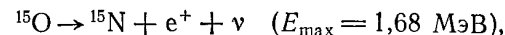
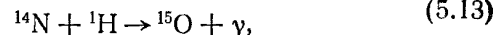
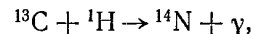
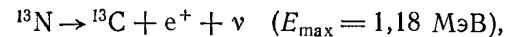
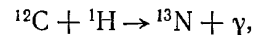
И далее,



Эта реакция является доминирующей. Но в 0,23 % случаев происходит также следующее:

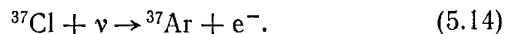


В *углеродно-азотном цикле*, вступающем в действие при температурах $T > 15$ млн. кельвинов, образование ядер гелия происходит при участии изотопов углерода, азота и кислорода, которые, хотя и в небольших количествах, содержатся в недрах звезд. Формулы реакций углеродно-азотного цикла записываются так:

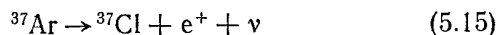


Здесь в скобках указана энергия нейтрино.

Методы регистрации. Для регистрации солнечных нейтрино уже разработано несколько методов. Так, Б. М. Понтекорво (СССР) предложил использовать для этой цели реакцию, в которой при взаимодействии нейтрино с изотопом хлора ^{37}Cl образуется радиоактивный изотоп аргона ^{37}Ar



Последний распадается по схеме



с периодом полураспада, равным 34 дням. Аннигиляция позитрона с электроном приводит к образованию двух-трех квантов света, которые и могли бы быть зарегистрированы счетчиками.

Другую реакцию — превращения изотопа ^7Li в изотоп ^7Be :



предложили Ф. Райнес и Р. Вудс.

Попытки зарегистрировать солнечные нейтрино были начаты Р. Девисом (США) в 1955 г. Вначале использовалась хлор-аргонная установка, вмещавшая 3900 литров четыреххлористого углерода C_2Cl_4 (перхлорэтилена). В 1967 г. в Хоумстейкских шахтах в Южной Дакоте (США) на глубине 1490 метров была смонтирована более мощная установка (рис. 92). Это — горизонтальный цилиндрический бак длиной около 14,4 метра, диаметром 6 метров, содержащий около 400 000 литров (615 т) перхлорэтилена. Напомним, что каждый четвертый атом хлора является изотопом ^{37}Cl и способен поглощать нейтрино по схеме (5.14).

Порядок наблюдений на этом «нейтринном телескопе» следующий. После каждых 100 дней работы через бак пропускают 20 000 литров газообразного гелия, который должен увлечь за собой образовавшиеся в баке изотопы ^{37}Ar . По расчетам, последних в каждый момент времени должно быть несколько десятков. Полученная смесь пропускается через угольные ловушки, охлажденные до 77 К. Здесь атомы аргона поглощаются. Распад радиоактивных изотопов ^{37}Ar , происходящий по схеме (5.15), регистрируется с помощью счетчиков.

«Нейтринный телескоп» Девиса в состоянии регистрировать лишь высокоэнергичные нейтрино, которые об-

разуются в результате превращения бора ^8B в бериллий ^8Be по схеме (5.12). Для оценки эффективности работы телескопа была введена «единица солнечных нейтрино» — SNU, так что $1 \text{ SNU} = 10^{-36}$ поглощенных солнечных нейтрино в расчете на один поглощающий атом хлора за одну секунду.

Измерения привели к такому результату: скорость образования изотопа ^{37}Ar в баке составляет $0,43 \pm 0,05$

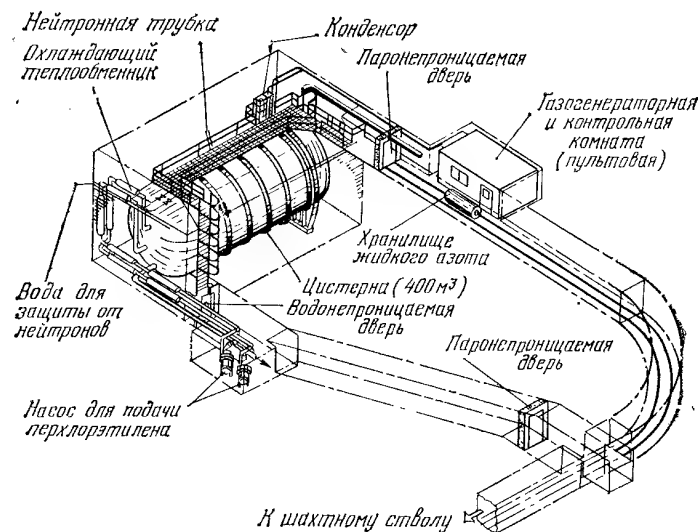


Рис. 92. Схема «нейтринного телескопа», установленного на глубине 1490 м (США)

атомов в день. Часть изотопов ^{37}Ar может образоваться в баке под действием мю-мезонов космических лучей; по расчетам этот фоновый эффект составляет $0,08 \pm 0,03$ атомов в день. Следовательно, под действием солнечных нейтрино (а возможно, еще и других неучтенных источников!) образуется в среднем по данным всех экспериментов $0,46 \pm 0,08$ атомов в сутки, или один атом за двое суток. В единицах SNU этот результат выглядит так: эксперимент дает $Q = (2,2 \pm 0,4) \text{ SNU}$, Теория же предсказывала $Q_T = 7,6 \text{ SNU}$, т. е. в 3,5 раза больше.

Такой результат вынудил физиков более внимательно отнестись ко всем сторонам проблемы, пересмотреть как модели строения Солнца, так и фундаментальные

свойства нейтрино. Исследования в этом направлении продолжаются, и окончательное решение еще впереди. Много говорится о «наличии систематических ошибок в некоторых параметрах стандартной модели Солнца». Можно думать, однако, что некоторые из предложенных объяснений излишне радикальны. Дело в том, что вероятности записанных выше реакций (5.6) — (5.14) найдены путем экстраполяции данных, полученных в физических лабораториях. Но в ускорителях изучается взаимодействие частиц весьма **высоких** энергий (несколько сотен кэВ), тогда как в недрах Солнца и звезд эти энергии гораздо меньше (порядка 20 кэВ). И вот характерный пример. В 1983 г. двумя различными методами было измерено поперечное сечение захвата протона в реакции (5.12). Новое значение оказалось в 1,32 раза меньше, чем это принималось до сих пор. В итоге и регистрируемый в соответствии с реакцией (5.13) поток нейтринного излучения от Солнца, должен соответствовать 5,7 SNU, т. е. расхождение эксперимента и теории теперь составляет «всего 2,6 раза». Несколькими годами раньше аналогичная ситуация была с сечением реакции (5.9): его численное значение после тщательных измерений пришлось уменьшить вдвое (!). Приходится, однако, сожалеть, что эксперимент Девиса слишком долго оставался единственным. Во всяком случае вполне определенно можно утверждать: солнечные нейтрино регистрируются, подтверждая правильность наших представлений об источниках энергии в недрах звезд...

Уместно отметить, что во всех этих рассуждениях не учтен тот факт, что нейтрино, по-видимому, обладает массой покоя.

В 1980 г. группа сотрудников Института теоретической и экспериментальной физики (Москва) во главе с В. А. Любимовым, изучая распад ядер трития H^3 по схеме $H^3 \rightarrow He^3 + e^- + \bar{\nu}$, пришла к выводу, что нейтрино и антинейтрино имеют отличную от нуля массу покоя $m_\nu \approx 30 \text{ эВ} \approx 5 \cdot 10^{-32} \text{ г}$. Если это так, то общая масса нейтрино во Вселенной может превышать массу «обычного» вещества не менее чем в 10 раз. В этом случае именно нейтрино и составляли бы упомянутую «скрытую» массу (см. также с. 474). Другим следствием этого открытия является то, что, как следует из теории, в процессе движения нейтрино от Солнца к Земле могут происходить их превращения (осцилля-

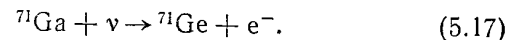
ции) из одного вида в другой, скажем, электронное нейтрино превращается в мюонное. В итоге поток первоначальных, расчетных нейтрино будет меньшим.

В настоящее время введены в действие нейтринные телескопы, работающие и на других принципах. Один из них состоит из пластин лития общим весом около 750 кг, погруженных в жидкостный сцинтилляторный счетчик объемом 9000 литров. Задача последнего — регистрировать электроны, возникающие в результате реакции (5.16). Телескоп установлен в соляной шахте на глубине 590 метров и, по расчетам, должен регистрировать в год около ... 50 нейтрино, энергия которых превышает 6 МэВ.

Как же установить, что эти нейтрино пришли от Солнца, а не от другой звезды или непосредственно от земной атмосферы?

Убедительным доказательством солнечного происхождения зарегистрированных нейтрино будет регулярное изменение их числа в процессе обращения Земли вокруг Солнца по эллиптической орбите. При ближайшем положении Земли от Солнца поток нейтрино на 7 % больше, чем при наибольшем удалении Земли от него.

Большие надежды ученые возлагают на *галлиевый детектор*, предложенный еще в 1962 г. В. А. Кузьминым (СССР) и «работающий» по схеме



Этот детектор чувствителен к нейтрино, образующимся в результате реакции (5.6). Согласно расчетам ожидаемый эффект в данном случае будет в 20 раз выше, чем на хлорном детекторе. Однако... мировая добыча галлия невелика, а для получения надежных результатов детектор должен содержать примерно 40 т этого элемента.

Главной составной частью галлиевого детектора является контейнер с расплавом галлия (температура плавления Ga около 303 К), смешанного с перекисью водорода и кислотой (например, соляной). Возникающие в результате реакции (5.17) атомы германия образуют четыреххлористый германий GeCl_4 , который извлекается из раствора потоком гелия и поступает в реактор, где синтезируется моногерман GeH_4 . Этот последний перекачивается насосом в пропорциональный газоразрядный счетчик. Период полураспада изотопа

^{71}Ge около 11 суток. Макет в несколько сотен килограммов галлия уже создан в Институте ядерных исследований АН СССР.

Да, кто бы мог подумать, скажем, 50 лет назад, что для изучения процессов, происходящих в недрах Солнца, ученые будут забираться... как можно глубже в недра Земли. А это действительно необходимо. Ведь если при наблюдениях в различных диапазонах электромагнитных волн земная атмосфера зачастую является досадной помехой, то для регистрации космических нейтрино необходимо избавиться от «посторонних» эффектов ионизирующего излучения — естественной радиоактивности и космических лучей, поэтому чем больше толща Земли «над головой», тем надежнее будут результаты измерений.

На рис. 93 показано расположение детекторов солнечных нейтрино, которые будут вскоре устанавливаться в недрах горы Андырчи в Приэльбрусье. В 1977 г.

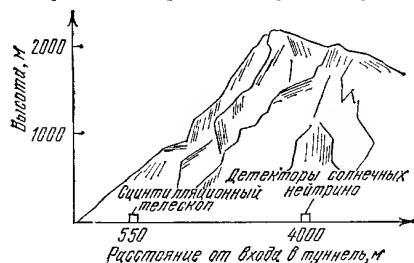


Рис. 93. Схема установки сцинтилляционного телескопа и детекторов солнечных нейтрино в недрах горы Андырчи близ Эльбруса

там уже установлен крупнейший в мире сцинтилляционный телескоп для исследования космических лучей и поиска нейтринных вспышек от гравитационного коллапса звезд. Этот «телескоп» представляет собой железобетонный параллелепипед высотой 11 м и основанием $16 \times 16 \text{ м}^2$, вся поверхность которого (а также два горизонтальных слоя внутри параллелепипеда) полностью покрыта сцинтилляционными детекторами, которых здесь в общей сложности 3200. Каждый детектор — это алюминиевый контейнер размером $70 \times 70 \times 30 \text{ см}^3$, наполненный жидким сцинтиллятором. Детектор «просматривается» через окошко фотоумножителем, который и регистрирует вспышки света, вызванные заряженной частицей, попавшей в детектор непосредственно

или возникшей здесь при столкновении нейтрино с веществом.

Вероятно, в недалеком будущем нейтринные телескопы будут установлены и в глубинах океана. Пролетая сквозь воду, нейтрино высоких энергий иногда сталкиваются с ядрами атомов. В итоге при каждом таком столкновении образуется ливень заряженных частиц толщиной в несколько сантиметров и длиной до 10 м, который создает вспышку черенковского излучения, а также звуковой импульс. Первую можно регистрировать фотоэлектронными умножителями (на глубине 5 км, где царит мрак, их необходимо устанавливать на расстояниях не больше 20—30 м друг от друга), вторую — пьезоэлектрическими датчиками.

Будущее нейтринной астрономии сейчас предвидеть невозможно. Ожидают, в частности, что нейтринные телескопы смогут регистрировать вспышки сверхновых на несколько суток раньше, чем это делается теперь с помощью оптических методов. Как показывают расчеты, на ранней стадии вспышки за время порядка 0,02 с нейтрино уносят энергию, равную 10^{51} — 10^{52} эрг. И если вспышка сверхновой произошла в нашей Галактике, то на Землю приходит поток 10^{10} — 10^{12} нейтрино/см 2 ·с. Не исключено, что именно нейтринной астрономии в будущем суждено дать ответы на вопросы и об основных закономерностях развития Вселенной в целом...

Гравитационно-волновая астрономия

С волновыми движениями мы встречаемся постоянно. Звуковые волны доносят до нас речь собеседника. Электромагнитные волны — видимый свет — позволяют видеть окружающий нас мир. Звуковые волны являются продольными, электромагнитные — поперечными. И хотя природа этих явлений различна, у обоих типов волн есть много общего: и звуковая, и электромагнитная волна характеризуется определенной частотой ν , каждая волна несет определенную энергию E , переносит через заданную площадку определенный поток энергии F .

Волной называется возмущение, которое с некоторой характерной скоростью распространяется в пространстве и переносит энергию. А. Эйнштейн (1879—1955),

создатель общей теории относительности, уже в 1916 г. сделал вывод, что в природе могут существовать слабые возмущения поля тяготения, которые, как и электромагнитные волны, являются поперечными и которые также распространяются со скоростью света. Это — *гравитационные волны*. Вопрос о приемниках — *детекторах* гравитационных волн — уже на протяжении нескольких

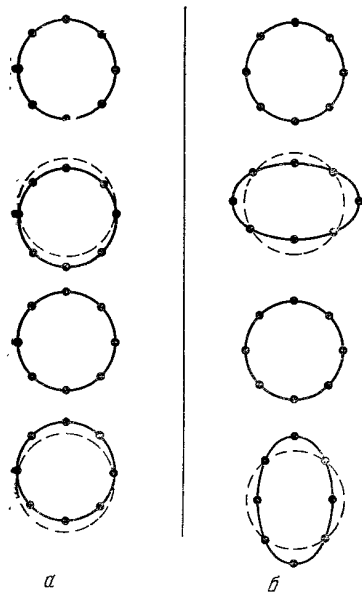


Рис. 94. Действие плоскополяризованной электромагнитной (а) и гравитационной (б) волн на пробные заряды, размещенные по окружности

Для гравитационной волны нет «нейтральных» частиц, по отношению к которым можно было бы измерить смещение «зарядов». В данном случае может идти речь об измерениях смещения этих «зарядов» (масс) по отношению друг к другу. Так, если пробные заряды распределены по окружности, то под действием гравитационной волны круг периодически превращается в эллипс (рис. 94, б). Величина этой деформации, которую и можно попытаться измерить, определяется энергией волны.

лет активно обсуждается физиками и астрономами.

Чтобы лучше понять, на каком принципе могут работать детекторы гравитационных волн, сравним прежде всего действие электромагнитной и гравитационной волн на пробные заряды, размещенные на окружности (рис. 94). В электромагнитной волне заряды на протяжении периода T смещаются относительно нейтральных частиц, причем расстояния между самими зарядами все время остаются неизменными (окружность не деформируется; см. рис. 94, а). Энергию электромагнитной волны можно измерить по величине смещения зарядов от среднего положения равновесия.

Итак, гравитационная волна, проходя через заданное распределение масс, вызывает в нем возмущение силы тяготения. Поэтому в качестве простейшего детектора гравитационных волн можно представить себе два шара, соединенные пружиной. Если на такой детектор падает гравитационная волна (перпендикулярно к оси, соединяющей центры шаров), то расстояние между шарами будет попеременно увеличиваться и уменьшаться.

В гравитационно-волновой астрономии уже принято выделять следующие диапазоны: предельно низкие частоты (ПНЧ) с длиной волны от 1 парсека до 20 астрономических единиц, сверхнизкие частоты (СНЧ) — 20 а. е. — $3 \cdot 10^6$ км, низкие частоты (НЧ) — $3 \cdot 10^6$ км — 3000 км, средние частоты (СЧ) — 3000 — 3 км, высокие частоты (ВЧ) — 3 км — 3 м, и, наконец, сверхвысокие частоты (СВЧ) с длиной волны от 3 м до 3 мм, что соответствует частоте от 100 МГц до 100 ГГц. Для каждого из этих диапазонов разрабатываются оригинальные детекторы.

Источником гравитационных волн может быть звезда, если она совершает так называемые квадрупольные пульсации, т. е. поочередно сжимается и растягивается, например, в направлении оси вращения. И, наоборот, при обычных пульсациях звезд, при которых расширение и сжатие звезды происходит равномерно по всем направлениям по отношению к ее центру, гравитационные волны вообще не излучаются.

Как показывают расчеты, квадрупольные колебания может совершать нейтронная звезда на первых секундах своей жизни, после ее образования при вспышке сверхновой. В этот момент на протяжении около 2 с она излучает энергию порядка 10^{52} эрг в виде гравитационных волн частотой около 1 кГц.

Источником мощного гравитационного излучения может быть также звезда, проходящая стадию коллапса — резкого необратимого сжатия, если только в силу каких-то причин (вращения, действия магнитных полей) этот коллапс является сферически-несимметричным.

Гравитационные волны будет излучать также звезда, являющаяся несимметричной относительно оси вращения. В данном случае частота испускаемых волн будет вдвое больше частоты вращения звезды.

К источникам гравитационного излучения относятся двойные звезды. Теоретический анализ показывает, что

обращение компонент двойной звезды вокруг общего центра масс сопровождается излучением гравитационных волн. При этом как их частота, так и количество излучаемой энергии существенно зависят от эксцентриситета e орбиты системы. При $e = 0$ (круговая орбита) гравитационные волны излучаются на частоте ν , вдвое превосходящей частоту обращения $\nu_{\text{обр}}$. При $e = 0,5$ максимум излучения приходится на частоту $\nu = 4\nu_{\text{обр}}$, а при $e = 0,7$ — на частоту $\nu = 10\nu_{\text{обр}}$. Значительная часть энергии излучается и на других частотах $\nu = n\nu_{\text{обр}}$ при $2 \leq n \leq \infty$. Частоты, кратные $\nu_{\text{обр}}$, называются гармониками.

Таким образом, чем больше эксцентриситет системы, тем на более высоких гармониках происходит излучение. Это связано с тем, что излучение гравитационных волн происходит в основном в момент наибольшего сближения звезд (в периастре), в течение небольшого (по сравнению с полным периодом обращения) промежутка времени.

Если провести сложение энергии, излученной на всех гармониках, то оказывается, что в среднем за период для заданной величины большой полуоси a при эксцентриситете $e = 0,6$ она в 10, а при $e = 0,8$ — в 100 раз больше, чем при $e = 0$. В результате потерь энергии двойными звездами на излучение гравитационных волн параметры их орбит изменяются.

Рассмотрим в качестве примера двойную звезду i Волонса, для которой $M_1 = 1,35M_{\odot}$, $M_2 = 0,68M_{\odot}$, а период обращения $T = 0,268$ суток. Расстояние от звезды до Земли равно 12,3 пк. Расчет показывает, что мощность гравитационного излучения этой звезды равна $2 \cdot 10^{30}$ эрг/с, а ожидаемый поток на Земле составляет $1 \cdot 10^{-10}$ эрг/с·см². За время порядка ста лет период обращения системы уменьшится всего на 0,0013 с, а большая полуось орбиты на 40 метров. Величины очень малые. И все же, по-видимому, можно утверждать, что факт гравитационного излучения двойной системы уже установлен. Речь идет о наблюдениях пульсара PSR 1913 + 16, входящего в тесную двойную систему. Расстояние до пульсара 6,1 кпк, его период 0,059 с. Группа астрофизиков Принстонского университета (США) во главе с Дж. Тейлором исследовала уменьшение периода орбитального движения этой системы и установила, что оно происходит в полном согласии с теорией излучения гравитационных волн. Уда-

лось также определить массы компонент: пульсар — $(1,42 \pm 0,03)M_{\odot}$, его спутник — $(1,40 \pm 0,03)M_{\odot}$.

Оценки показывают, что общий поток гравитационного излучения от всех двойных звезд Галактики достигает величины 10^{-7} эрг/с·см². Частота этого излучения — несколько десятков герц.

Более мощными являются импульсные источники, излучающие огромную энергию за короткие промежутки времени на частотах до 10 кГц. Так, от сверхновой в момент вспышки ожидаемый поток на расстоянии порядка 10 кпк равен 10^6 эрг/с·см². При возможных столкновениях массивных тел вблизи центра Галактики поток $F_G \approx 10^4$ эрг/с·см².

Как видно, поток гравитационного излучения, возникающего при вспышке сверхновой, примерно в 10^{15} раз больше потока от ближайшей двойной звезды. Следовательно, зарегистрировать его значительно легче. Трудность, конечно, заключается в том, что заранее не известно, когда и с какого направления придет этот сигнал. А ведь сверхновые вспыхивают в Галактике не так часто, всего примерно один раз за 50 лет. Что же касается процессов, происходящих в ядре Галактики, то наши знания о них пока весьма неопределенны.

И все же прежде всего были предприняты попытки зарегистрировать гравитационное излучение именно этих импульсных источников. Пионером в области детектирования гравитационных волн стал Джозеф Вебер (США). К изготовлению детектора он приступил еще в 1958 г. Спустя 10 лет, в 1969 г. появились его сообщения о регистрации сигналов, которые он интерпретировал как всплески гравитационного излучения.

Детектор Вебера представлял собой алюминиевый цилиндр длиной 1,54 м, диаметром 0,6 м и массой 1,5 т, подвешенный на специальной тонкой нити в раме из стальных блоков и заключенный в вакуумную камеру, окруженную чувствительными акустическими фильтрами. Посредине цилиндра расположен пояс пьезоэлектрических датчиков, присоединенных к электроизмерительным приборам (рис. 95).

Подобно колоколу подвешенный цилиндр характеризуется определенной частотой ν_0 собственных упругих колебаний. При данной длине детектора Вебера $\nu_0 = 1660$ Гц, так что период колебаний равен $T_0 = 6 \cdot 10^{-4}$ с. Детектор характеризуется также добротностью Q . Это число колебаний, необходимых для

уменьшения энергии колебаний в e раз. Для детектора Вебера $Q \approx 10^5$.

При воздействии на цилиндр молотком или всплеском гравитационных волн он начинает «звенеть», и этот звон затухает за время $\tau_0 = QT_0 = 60$ с.

Растяжение и сжатие цилиндра должно быть зафиксировано пьезоэлектрическими датчиками — кристаллами кварца. Чувствительность этих датчиков позволяет регистрировать деформации цилиндра с точностью

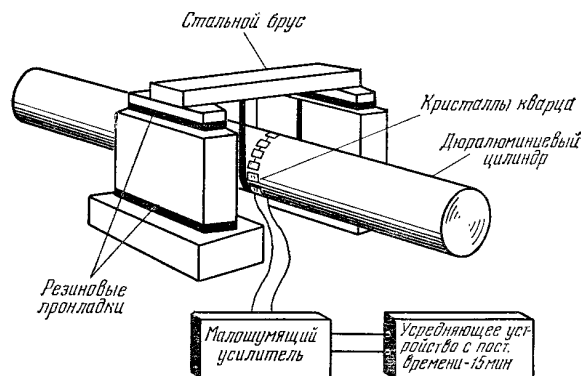


Рис. 95. Схема детектора гравитационных волн

до 10^{-14} см, что в 10 раз меньше диаметра ядра атома водорода.

Конечно, если работает один детектор, трудно установить, связан ли зарегистрированный сигнал с прохождением гравитационной волны или, например, с электрическим разрядом в земной атмосфере, колебанием земной коры или другим подобным явлением. Поэтому Вебер установил два детектора на расстоянии около 1000 км. Регистрирующая система, общая для обоих детекторов, отмечала только те сигналы, начало которых совпадало с точностью до 0,2 с. Так устранялась возможность регистрации сейсмических волн.

На протяжении многих месяцев детекторы Вебера регистрировали в среднем 1 импульс за каждые 5 суток, причем наибольшее число импульсов приходилось между 4—8 и 16—20 часом звездного времени. Но именно в это время детектор наиболее чувствителен к излучению, идущему от центра Галактики (ось цилиндра ориентирована горизонтально по направлению вос-

ток — запад). Напрашивался вывод, что Веберу удалось зарегистрировать всплески гравитационного излучения, связанные с процессами, происходящими в центре нашей Галактики.

Вскоре, однако, появились сомнения в этом: мощность зарегистрированных сигналов оказалась очень большой — порядка 10^7 эрг/с·см². Отсюда следовало, что центр Галактики излучает в виде гравитационных волн около 10^{50} эрг/с — в миллион раз больше потерь на электромагнитное излучение. Это соответствует потерям массы в ядре Галактики, равным 1000 $M_{\odot}$ /год. Непонятным остается также факт, почему регистрируемые Вебером всплески не сопровождаются аналогичными всплесками радиоизлучения.

В СССР поиски гравитационного излучения ведет большая группа ученых Московского университета и Института космических исследований АН СССР. В частности, В. Б. Брагинский и Я. Б. Зельдович предложили оригинальный метод регистрации гравитационных волн с помощью гетеродинных ротационных антенн. Такая антенна по своему виду похожа на огромную гантель, вращающуюся с частотой ν_0 вокруг оси, проходящей через ее центр. Если на гантель параллельно ее оси падает гравитационная волна, частота которой вдвое больше ν_0 , то вращение гантели будет ускоренным. Как показывают расчеты, с помощью такого детектора можно будет на частотах 10—50 Гц регистрировать сигналы мощностью всего 10^{-6} эрг/с·см².

Трудно предугадать, как изменятся наши представления о законах строения и развития Вселенной, если этот важный канал информации будет освоен. Это замечание, впрочем, мы ставили в конце почти каждого параграфа данной главы. И это не удивительно. Ведь «астрономия невидимого» делает сегодня лишь свои первые шаги.

6. СОЛНЕЧНАЯ СИСТЕМА

Знакомство с ближайшей звездой

Общие сведения о Солнце. Солнце — рядовая звезда нашей Галактики. Это единственная звезда, столь близкая к Земле, что на ней видны отдельные детали ее поверхности. Изучая их, мы можем глубже понять природу других звезд, находящихся на значительно больших расстояниях.

Среднее расстояние от Земли до Солнца составляет 149,6 млн. км. Так как Земля обращается вокруг Солнца по эллиптической орбите, то в январе она ближе к нему на 2,5 млн. км, а в июле — на столько же дальше. Радиус Солнца $R_{\odot} = 696\,000$ км, масса $M_{\odot} = 1,99 \cdot 10^{33}$ г, средняя плотность $\bar{\rho}_{\odot} = 1,41$ г/см³. Полное количество энергии, излучаемой Солнцем, составляет $L_{\odot} = 3,86 \cdot 10^{33}$ эрг/с. Но лишь одну двухмиллиардную часть этой энергии получает Земля. Эффективная температура Солнца $T_{\text{эф}} = 5806$ К, его спектральный класс — G2.

Наблюдаемое излучение Солнца возникает в его тонком внешнем слое, который называется *фотосферой*. Толщина этого слоя не превышает $0,001 R_{\odot}$, т. е. около 700 км. Плотность вещества на нижней границе фотосферы составляет $5 \cdot 10^{-7}$ г/см³, тогда как на верхней границе она в тысячу раз меньше. Уровень, где оптическая толщина в длине волны $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ равна единице, условно назван «поверхностью» Солнца, от которой отсчитывается высота h , причем отрицательная — вниз, по направлению к центру Солнца. Уровень $h = 320$ км принимается за основание *хромосферы*.

Распределение плотности в атмосфере Солнца (как и других звезд, а также планет) удобно характеризовать так называемой *шкалой высот* или *высотой однородной атмосферы*,

$$\beta = \frac{A\tau}{\mu g}, \quad (6.1)$$

где $A = 8,3 \cdot 10^7$ эрг/град·моль — газовая постоянная, μ — молекулярная масса (масса одной грамм-молекулы

вещества), $g = 2,7 \cdot 10^4$ см/с² — ускорение силы тяжести на «поверхности» Солнца. При подъеме на высоту β плотность уменьшается в e раз. Для фотосферы Солнца при $\mu = 1$ имеем $\beta = 175$ км (для земной атмосферы $\beta = 8$ км).

Таким образом, плотность в фотосфере Солнца с высотой уменьшается непрерывно. И все же наблюдателю бросается в глаза резкая граница Солнца, четкий край солнечного диска. Дело в том, что при изучении края диска Солнца наблюдатель принимает излучение, образующееся в столбике газа, ориентированном вдоль луча зрения (рис. 96). В каждый элементарный объем столбика излучение поступает из более глубоких слоев. Здесь оно поглощается и переизлучается во всех направлениях и частично — в направлении наблюдателя. Очевидно, что чем дальше от центра Солнца, тем меньшее число атомов находится в таком столбике, тем меньше его оптическая толщина, тем меньшее число квантов будет «переадресовано» по направлению к наблюдателю. Расчет показывает, что изменение интенсивности от $I = 0$ до максимального значения происходит в слое толщиной около 300 км. С Земли этот слой виден под углом всего $0,4''$. Он и воспринимается наблюдателем как резкий край солнечного диска.

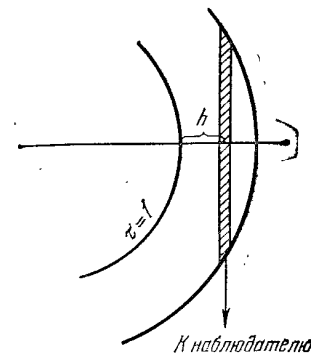


Рис. 96. Число переизлучающих частиц вдоль луча зрения в фотосфере Солнца быстро возрастает с глубиной, благодаря чему край диска Солнца выглядит очень резким.

В моменты полных солнечных затмений вокруг Солнца хорошо видно небольшое кольцо ярко-красного цвета — *хромосфера*, окруженная серебристо-белой *короной*. Обычно спектры хромосферы и получают во время полных солнечных затмений. Отдельные детали ее внутренней структуры изучают при помощи хромосферных телескопов с интерференционно-поляризационными фильтрами.

Протяженность хромосферы составляет около 10 000 км. Было найдено, что плотность в ней уменьшается с высотой медленнее, чем в фотосфере. Шкала

высот β для хромосферы примерно в десять раз больше, чем для верхней фотосферы. Это, в соответствии с формулой (6.1), является одним из доказательств того, что температура в хромосфере значительно выше, чем в фотосфере. Подтверждением сказанному является присутствие в спектре хромосферы линий ионизированного гелия.

В то же время в спектре хромосферы видны также линии балмеровской серии водорода, которые могут образовываться лишь в случае низкой температуры излучающего газа.

Эти противоречивые данные можно согласовать, если предположить, что в хромосфере одновременно присутствуют и холодные, и горячие элементы газа. Поэтому модель хромосферы выглядит следующим образом. В нижней ее части температура равна 4500—4800 К. На высоте около 240 км от основания хромосферы температура достигает наименьшего значения 4180 К и

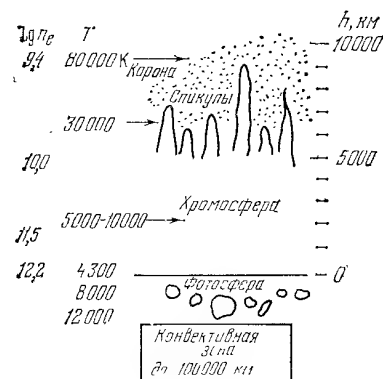


Рис. 97. Схема строения атмосферы Солнца. Указаны значения температуры и электронной концентрации в зависимости от высоты

с дальнейшим ростом высоты она снова увеличивается. При $h \approx 2000$ км появляются уплотненные «колонны» газа — *спикулы*, температура которых не превышает 20 000 К и которые окружены более горячим газом (рис. 97). Высота отдельной спиккулы достигает 7—12 тысяч километров, толщина — около одной тысячи километров. Со скоростями порядка 20 км/с спиккулы движутся вверх и растворяются в короне.

У основания короны плотность $\rho = 10^{-15}$ г/см³ (соответствующая концентрация частиц $N \approx 10^9$ см⁻³), а температура очень резко возрастает до 100 000 К. На высоте $h = 40\,000$ км она достигает уже 500 000 К, а при $h = 70\,000$ км $T = 2$ млн. градусов.

Гранулы, пятна, факелы. При визуальных и фотографических наблюдениях Солнца легко заметить, что по своей яркости его поверхность не является одно-

родной. Фотосфера как бы состоит из бесчисленного множества небольших светлых зернышек — *гранул*, расположенных на более темном фоне. В среднем угловые размеры гранул составляют около 1" дуги, что соответствует диаметру этих образований около 700 км. Их яркость на 35—40 % больше, чем в промежутке между ними. Это значит, что температура в данном месте фотосферы выше на 350—400 К. Средняя продолжительность жизни гранул равна семи минутам. Потом гранула распадается и на ее месте возникают новые.

Исследование скоростей газа в гранулах и их окрестностях приводит к выводу, что гранулы — это струи горячего газа, поднимающиеся вверх со средними скоростями около 0,5 км/с, тогда как в темных промежутках газ опускается вниз.

Кроме гранул, распределенных практически однородно, на поверхности Солнца существует супергрануляция — крупномасштабная структура с размерами ячеек порядка 30 000 км, для которой характерны движения к периферии супергранул со скоростями 0,1—0,5 км/с. Время жизни супергранул порядка суток, число их на поверхности Солнца достигает 5000.

Трудно сказать, когда впервые было обнаружено, что «и Солнце не без пятен» (рис. 98). Ведь большое *пятно* видно даже невооруженным глазом за 15—20 минут до захода Солнца. Упоминания о наблюдениях этих объектов встречаются в хрониках Древнего Китая, Рима, в летописях времен Киевской Руси. Пятна были заново открыты в начале XVII в. с помощью телескопов. Любопытно, что почти до середины XIX в. об их природе высказывались самые фантастические (с сегодняшней точки зрения) предположения. Например, некоторые астрономы того времени (в том числе Вильям Гершель) утверждали, что Солнце является твердым телом, похожим на Землю, и что оно даже может быть заселено разумными существами. По этой «модели» пятна — это вершины гор, видимых в разрывах облаков.

Еще Галилей заметил, что на протяжении нескольких дней пятна как бы перемещаются по видимому диску Солнца. Из этого факта он сделал правильный вывод, что Солнце вращается вокруг своей оси.

Наличие преимущественного направления — оси вращения — позволяет установить и положение солнечного

экватора, от которого отсчитывается гелиографическая широта пятна B . По предложению английского астронома Р. Кэррингтона (1826—1875) для отсчета гелиографических долгот L на поверхности Солнца «нанесен» нулевой меридиан, который проходил через центр солнечного диска в гринвичский полдень 1 января 1854 г.

Сидерический период вращения Солнца на экваторе равен 25,38 суток, а соответствующий ему синодический

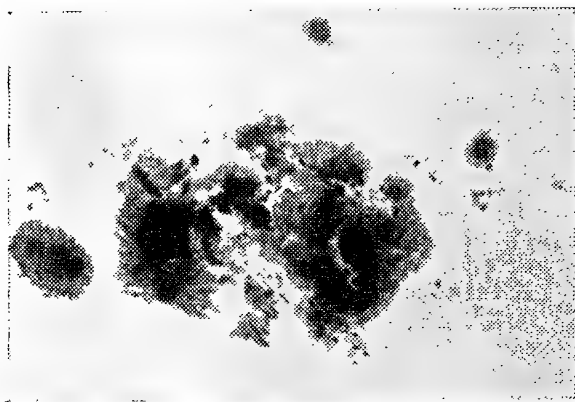


Рис. 98. Большая группа пятен, наблюдавшаяся на поверхности Солнца 17 мая 1951 г.

период (по отношению к движущейся Земле) — 27,28 суток. Через этот промежуток времени повторяется прохождение нулевого меридиана через центр солнечного диска. Долгота L_0 — угловое расстояние центрального меридиана от нулевого меридиана — дается во всех астрономических календарях. Она отсчитывается к западу, в направлении видимого вращения Солнца и за сутки уменьшается на $13,2^\circ$.

Наблюдения положений пятен на Солнце привели к важному выводу о том, что Солнце вращается вокруг оси неравномерно — на экваторе значительно быстрее, чем у полюсов. Так, если период вращения Солнца у экватора составляет около 25 суток, то у полюсов он равен 33 суткам.

Как показали систематические наблюдения, число пятен на Солнце не всегда одинаково: в среднем на

протяжении 11 лет оно колеблется от наименьшего до наибольшего значения. В первом случае пятен на Солнце практически не видно (такими были, например, годы 1963—1965), во втором — их на нем очень много (1969—1970 гг.). В качестве меры пятнообразовательной деятельности Солнца оказалось весьма удобным использовать числа Вольфа:

$$W = 10g + f.$$

Здесь g — число групп пятен, f — общее число всех пятен, видимых на диске Солнца. Так, если на нем нет ни одного пятна, то число Вольфа равно нулю ($W = 0$). Если же на нем имеется одно пятно, то число Вольфа $W = 11$, так как это пятно учитывается дважды: первый раз как группа, а второй — как отдельное пятно.

Числа Вольфа, рассчитанные на каждый день, осредняют по месяцам и годам. По этим данным строят

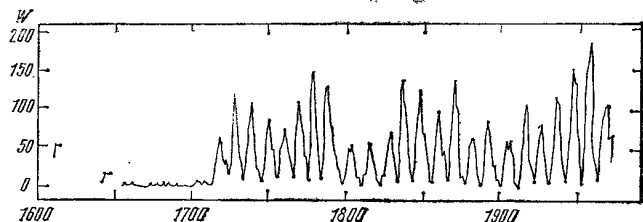


Рис. 99. Изменение среднегодовых чисел Вольфа с 1610 по 1976 г. по данным Дж. Эдди (США) (Sky and Telescope, 1976, v. 51, № 6)

график, отображающий уровень солнечной активности в каждом году (рис. 99). Так было установлено, что от минимума до максимума активности проходит в среднем около 4,6 года, тогда как от максимума до минимума — 6,7 года, а общая продолжительность цикла около 11 лет.

С другой же стороны еще в 1893 г. Э. У. Маундер (Англия) на основании старых записей обнаружил, что в период между 1645 и 1715 гг. пятен на Солнце практически не было. Как заметил Дж. Эдди (США), который этот промежуток времени в 70 лет назвал минимумом Маундера, поведение Солнца, вопреки общепринятому мнению, увы, не является регулярным...

За время существования пятна (а это составляет в среднем около 30 дней) его координаты изменяются незначительно. Положение пятен по отношению к солнечному

экватору существенно зависит от фазы цикла: в минимуме пятна возникают на широтах $B = \pm 35^\circ$, далее зона пятнообразования постепенно опускается к экватору (вблизи максимума $B = \pm 15^\circ$), а последние пятна цикла появляются на широтах около $\pm 8^\circ$. В этом утверждении заключается сущность закона Шперера. Если зависимость широты пятен от времени изобразить на диаграмме, то зоны активности образуют на ней «бабочки Маундера».

Размеры мелких пятен (пор) не превышают нескольких сотен километров. Диаметры крупных пятен достигают 100 000 км.

Исследуя расщепления линий в спектрах солнечных пятен выдающийся американский астроном Дж. Хейл (1868—1938 гг.) в 1908 г. обнаружил в пятнах сильные магнитные поля. Оказалось, что напряженность магнитного поля у большинства пятен оценивается в 1000—2000 эрстед, в некоторых случаях она достигает 4500 эрстед. Изучение процессов развития солнечных пятен приводит к выводу, что они являются результатом выхода на поверхность Солнца мощных «жгутов» — трубок магнитных силовых линий. Таким образом, причина этих наблюдаемых явлений скрыта в глубинах подфотосферных слоев.

Так как плотность и температура вещества в пятне меньше, чем в невозмущенной фотосфере, то уровень поверхности с оптической толщиной $\tau = 1$ в нем находится ниже. Поэтому пятно имеет вид блюдца или кратера, дно которого образует тень, а наклонные стенки — полутень. Глубина кратера у больших пятен может достигать 1500—2000 км. Это — эффект Вильсона. Было замечено также, что на уровне фотосферы газ со скоростью порядка 2 км/с движется по направлению от центра пятна наружу, тогда как в хромосфере над пятном происходит движение газа к центру пятна со скоростью до 5 км/с. В этом — сущность эффекта Эвершеда.

Вблизи края солнечного диска наблюдаются светлые образования, состоящие из многочисленных прожилок, ярких точек и узелков. Это факелы, постоянные спутники пятен. На поверхности Солнца факелы появляются значительно раньше пятен и сохраняются еще на протяжении нескольких десятков дней после того как сами пятна уже исчезли.

Солнечные вспышки. Одним из наиболее мощных и быстрых во времени проявлений солнечной активности являются *солнечные вспышки*. Вспышки лучше всего видны в свете линии H_α , хотя иногда они хорошо заметны и в белом свете. В годы максимума активности может быть около 10 вспышек в сутки, в минимуме на протяжении многих месяцев их может не быть ни одной.

Чаще всего вспышки возникают в *нейтральных областях* между пятнами, имеющими противоположную полярность. Размеры области, охваченной вспышкой, меньше 1000 км. Процесс развития небольшой вспышки продолжается 5—10 минут, самых мощных — несколько часов. За это время в объеме $V \approx 10^{29} \text{ см}^3$ выделяется энергия около 10^{32} эрг, что эквивалентно взрыву около 1 млн. мегатонных водородных бомб. Во время вспышки возникает мощное излучение в ультрафиолетовом, рентгеновском и радиодиапазонах. При этом появляются также весьма энергичные электроны, протоны и более тяжелые ядра, движущиеся со скоростями 0,01 с — 0,1 с. Это — солнечные космические лучи.

В ряде случаев при вспышках образуются возвратные выбросы — *сержи* и мелкие брызги — *спреи*. Сержи подобны гигантским струям, выбрасываемым из области вспышки со скоростями 200—300 км/с. Двигаясь по наклонным траекториям, вещество достигает высоты 20—100 тыс. км и возвращается обратно по тому же пути.

Хромосферные факелы, флоккулы, протуберанцы. На спектрограммах, полученных в линиях H_α или К (Ca II) хорошо заметны яркие области, окружающие пятна. Это хромосферные *факелы*. Заметна также сетка из ярких гранул, называемых *флоккулами*, темные *волокна*, которые являются *протуберанцами*, проектирующимися на солнечный диск, а также тонкие «нити» — *фибриллы*, начинающиеся на границах между супергранулами и простирающиеся через одну или несколько ячеек к другой границе (рис. 100).

По сравнению с окружающей средой протуберанцы представляют собой массы более плотного и более холодного газа, поднимающегося над хромосферой на десятки и даже сотни тысяч километров. Наблюдения показывают, что количество протуберанцев и их положение по отношению к солнечному экватору существенно зависят от фазы 11-летнего цикла. Среди типов протуберанцев особенно выделяются: 1) спокойные

протуберанцы, время жизни которых достигает 100—150 дней, 2) активные, сравнительно небольшие протуберанцы, встречающиеся преимущественно вблизи пятен, скорости их движения достигают 100 км/с, и 3) эруптивные протуберанцы, которые как бы выбрасываются в пространство со скоростями до 700 км/с.

Радио- и рентгеновское Солнце. В видимом свете Солнце абсолютно доминирует над всеми другими небесными светилами, его блеск в 10^{10} раз больше блеска

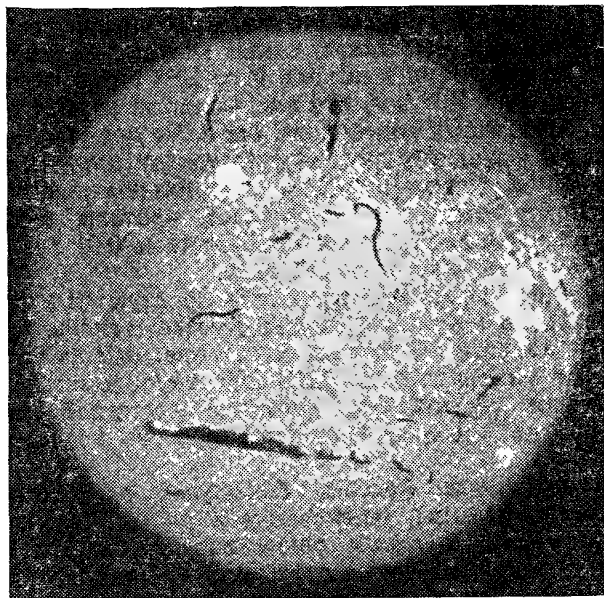


Рис. 100. Спектротелиграмма Солнца в лучах H_{α}

Сириуса. В радио- и рентгеновском диапазонах оно выглядит значительно скромнее. Если говорить точнее, то в радиодиапазоне на небе наблюдается не одно, а несколько примерно одинаковых «солнц». Ведь по мощности радиоизлучения наше Солнце одинаково с радиостанцией Кассиопея А, тогда как яркость источника Лебедь А всего в 1,6 раза, а источника Стрелец А — в пять раз меньше. Кроме того, на небе имеется еще десять радиостанций, которые слабее Солнца всего в десять раз.

Аналогичная картина наблюдается и в рентгеновском диапазоне. Источник в созвездии Скорпиона (Sco X-1) излучает всего в два раза слабее, в Лебеде (Cyg X-1) и Тельце (Tau X-1) — в десять раз меньше, чем Солнце. Имеется еще шесть источников, излучающих всего в 20 раз меньше Солнца.

Первые попытки обнаружить солнечное радиоизлучение были предприняты еще в 1900 г., однако оно было отмечено (к тому же случайно) военными радиолокационными станциями только в 1940 и 1942 гг.

Если бы Солнце излучало как тепловой источник, имеющий температуру 6000 К, то в радиодиапазоне распределение энергии в зависимости от длины волны подчинялось бы формуле Рэлея — Джинса. На самом же деле это будет так лишь для длин волн $\lambda < 1$ см. Интенсивность излучения спокойного Солнца на длине волны $\lambda = 1$ м соответствует температуре порядка 200 000 К, а при $\lambda = 10$ м — температуре около одного миллиона кельвинов. В период высокой солнечной активности для этих длин волн интенсивность излучения достигает температуры соответственно 10^8 К и 10^{10} К.

Анализ показывает, что коротковолновое радиоизлучение возникает вблизи фотосферы, тогда как излучение на метровых волнах генерируется в короне. Излучение активного Солнца имеет явно нетепловой характер. Оно состоит из медленно меняющейся компоненты с характерным временем нескольких дней и даже месяцев и быстро меняющейся компоненты (всплесков), длительность которых измеряется секундами, минутами или часами.

Все эти явления, разыгрывающиеся на Солнце, подробно описаны в книге С. А. Каплана «Элементарная радиоастрономия» (М.: Наука, 1966). Мы ограничимся здесь лишь их кратким перечислением.

Прежде всего, на фоне усиленного радиоизлучения на метровых волнах (шумовые бури, наблюдающиеся в течение нескольких часов и даже дней) время от времени выделяются всплески длительностью около секунд. Это *всплески I типа*.

Всплески II типа начинаются примерно через 10 минут после сильной вспышки и продолжаются от 5 до 30 минут. Здесь в каждый данный момент времени излучение сосредоточено в двух частотных интервалах (на первый и второй гармониках), причем в процессе развития явления происходит дрейф по частоте —

уменьшение ее в два — восемь раз за время 10—15 минут.

Всплески III типа — самое обычное проявление радиоизлучения активного Солнца. Возникают они непосредственно в момент вспышки на частотах около 600 МГц ($\lambda = 50$ см). На протяжении около 10 секунд происходит быстрый дрейф по частоте и затухание явления.

Всплесками IV типа названо широкодиапазонное непрерывное (продолжающееся несколько часов) радиоизлучение, следующее обычно за всплесками II типа.

И, наконец, **всплесками V типа** названо широкодиапазонное непрерывное излучение, следующее за всплесками III типа и продолжающееся несколько минут.

Тщательные измерения показали, что в диапазоне длин волн $1 \text{ \AA} < \lambda < 8 \text{ \AA}$ спокойное Солнце излучает энергию $10^{-4} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{с}$. С увеличением длины волны мощность солнечного излучения возрастает: в интервале от 8 до 20 $\text{\AA}$ она составляет около $3 \cdot 10^{-3} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{с}$. Это позволило сделать вывод, что температура спокойной короны у полюсов равна одному, на экваторе — двум миллионам градусов.

На темном диске рентгеновской фотографии Солнца обычно четко видна яркая мозаика, в точности повторяющая отдельные светлые детали, наблюдаемые на Солнце в линии H_{α} . Отдельные яркие области видны и вне диска. Отсюда следует, что, во-первых, источники рентгеновского излучения связаны с активными областями на Солнце, и, во-вторых, что они расположены на высотах от десяти до ста тысяч километров над фотосферой. Температура в этих отдельных областях достигает трех — шести миллионов градусов.

Примерно через две минуты после начала оптической вспышки начинается **рентгеновская вспышка**. В это время поток рентгеновского излучения от активной области Солнца увеличивается на три-четыре порядка. Установлено, что поток излучения в отдельных рентгеновских диапазонах начинает несколько увеличиваться уже за несколько часов до начала вспышки. Это дает возможность с большой степенью вероятности предсказывать момент ее появления.

Сопоставление снимков вспышки, полученных в рентгеновском диапазоне и в линии H_{α} , приводит к

выводу, что размеры области, охваченной рентгеновской вспышкой, меньше, чем оптической. Температура газа, излучающего в рентгеновском диапазоне, достигает при этом двадцати — сорока миллионов кельвинов.

В наше время наблюдения Солнца проводятся непрерывно десятками астрономических обсерваторий всего мира, с борта высотных ракет и искусственных спутников Земли. Весь этот комплекс наблюдений называется Службой Солнца. В СССР выходит ежемесячный бюллетень «Солнечные данные», в котором регулярно публикуются на каждый день: числа Вольфа, площадь солнечных пятен, напряженность магнитного поля пятен, площадь факелов и флоккул, полные данные о протуберанцах, об интенсивности радиоизлучения Солнца и т. д. Все это способствует более глубокому пониманию физики процессов, происходящих в недрах Солнца, процессов, которыми определяются условия жизни на Земле.

Солнце — газовый шар

Гидростатическое равновесие Солнца. Солнце — это огромный раскаленный газовый шар. Каждый элемент его массы под действием силы тяготения стремится упасть по направлению к центру Солнца. Здесь мы прежде всего найдем ответ на вопрос, почему же это не происходит. Очевидно, что высказанные здесь соображения полностью применимы и к другим звездам.

Рассмотрим газовый шар с массой M и радиусом R (рис. 101). Выделим в нем элемент массы m на расстоянии r_1 от центра шара. Пусть ρ — плотность газа, $dr = r_2 - r_1$ и S — соответственно высота и поперечное сечение столбика газа. Тогда масса данного элемента газа $m = Sdr\rho$. Обозначим через $M(r)$ массу, находящуюся внутри сферы радиуса r_1 . В соответствии с законом всемирного тяготения сила притяжения выделенного элемента

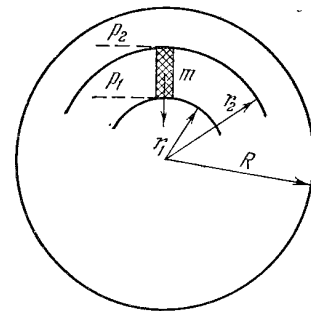


Рис. 101. К выводу условия гидростатического равновесия Солнца

массы m остальной массой $\mathcal{M}(r)$ равна

$$f = \frac{G\mathcal{M}(r)m}{r^2} = \frac{G\mathcal{M}(r)}{r^2} \rho S dr, \quad (6.2)$$

где G — постоянная тяготения.

Здесь очень важным является следующее обстоятельство: на данный элемент массы m действует притяжение лишь той части массы, которая находится *внутри* сферы радиуса r , т. е. массы $\mathcal{M}(r)$, причем так, как будто вся эта масса сконцентрирована в центре (в точке, где $r = 0$). Притяжение массой, находящейся вне сферы радиуса r , взаимно уравнивается, и ее равнодействующая равна нулю. Далее, если говорить строго, то центр тяжести фиксированного элемента массы находится на расстоянии $r = r_1 + \frac{1}{2} dr$ от центра Солнца. Обычно предполагается, что высота столбика dr существенно меньше расстояния r_1 ($dr \ll r_1$) и поэтому можно принять $r \approx r_1$.

Если бы сила притяжения ничем не уравнивалась, то выделенный нами элемент массы свободно падал бы к центру. Время *свободного падения* t_g можно оценить по хорошо известной формуле, описывающей равномерно-переменное движение с ускорением g

$$t = \sqrt{\frac{2r}{g}}.$$

Ускорение силы тяжести g определяется формулой

$$g = \frac{G\mathcal{M}}{r^2}.$$

Поэтому расстояние r , равное радиусу Солнца $R_\odot$, данный элемент массы прошел бы за время

$$t_g \approx \sqrt{\frac{2R_\odot}{g}} \approx \sqrt{\frac{2R_\odot^3}{G\mathcal{M}_\odot}}. \quad (6.3)$$

Подставляя численные значения всех величин, находим, что для Солнца t_g равно всего 3000 секунд.

На самом же деле Солнце существует более 5 миллиардов лет. Происходит это благодаря тому, что каждый его элемент (как мы увидим далее, за исключением внешних слоев) находится в уравновешенном состоянии: сила тяготения на любом расстоянии от центра Солнца уравнивается газовым давлением. Можно сказать, что Солнце (как и другие звезды)

находится в состоянии механического или *гидростатического равновесия*.

Выведем условие гидростатического равновесия и убедимся в том, что это равновесие осуществляется в случае, если давление p , а значит, температура T и плотность ρ вещества увеличиваются к центру Солнца. Как известно, если речь идет об идеальном газе, все эти параметры связаны между собой следующим *уравнением состояния* (формула Клапейрона):

$$p = \frac{A}{\mu} \rho T = NkT, \quad (6.4)$$

где A — газовая постоянная, k — постоянная Больцмана, ρ — плотность газа, μ , как и раньше, — молекулярная масса (см. формулу (6.1)).

На расстоянии r_1 и r_2 от центра Солнца давление равно соответственно p_1 и p_2 (см. рис. 101). Именно избыток давления $dp = p_1 - p_2$ и уравнивает силу притяжения (6.2). Поэтому условие гидростатического равновесия записывается в виде

$$f = -dp \cdot S.$$

Подставляя в это соотношение величину силы f из уравнения (6.2), находим одно из важнейших уравнений теории внутреннего строения звезд

$$\frac{dp}{dr} = -\frac{G\mathcal{M}(r)}{r^2} \rho. \quad (6.5)$$

Так как оно выполняется для любого элемента массы, находящегося на любом расстоянии от центра, то индекс «1» для общности здесь опущен.

Пользуясь этим уравнением, можно оценить давление и температуру в центре Солнца (как и в центре любой другой звезды). Для этого предположим, что плотность ρ постоянна по всему шару и равна ее среднему значению $\bar{\rho}$, которое получим, разделив массу шара $\mathcal{M}$ на его объем $V = \frac{4}{3} \pi R^3$:

$$\bar{\rho} = \frac{3\mathcal{M}}{4\pi R^3}. \quad (6.6)$$

Примем далее, что на поверхности Солнца (любой звезды) при $r_2 = R$ давление равно нулю ($p_2 = 0$), а в центре при $r_1 = 0$ давление $p_1 = p_c$. Поэтому в уравнении (6.5) вместо разности давлений dp подставим величину $dp = 0 - p_c = -p_c$, а вместо $dr = R - 0 = R$.

Вспомним также, что r — это расстояние между центром шара и центром тяжести элемента массы, в данном случае — столбика высотой R . Поэтому вместо r следует принять $r = \frac{1}{2} R$. И, наконец, учтем, что средняя плотность шара определяется соотношением (6.6). Таким путем из (6.5) найдем следующее выражение для оценки давления в центре Солнца:

$$p_c \approx \frac{4GM}{R} \bar{\rho} = \frac{3GM^2}{\pi R^4}. \quad (6.7)$$

Воспользовавшись формулами (6.7) и (6.4), находим температуру в центре однородного газового шара:

$$T_c \approx \frac{4\mu GM}{AR}. \quad (6.8)$$

Как видно, значения давления и температуры в центре Солнца (как и любой другой звезды) определяются величиной его массы M и радиуса R . Кроме того, температура прямо пропорциональна величине молекулярной массы μ . Так как это весьма важная характеристика, то о ней следует поговорить подробнее.

Начнем с напоминания, что в одной грамм-молекуле содержится $N = 6,02 \cdot 10^{23}$ частиц вещества (это число Авогадро). Этими частицами могут быть молекулы, атомы или же они могут представлять собой смесь ионов и электронов. Если газ состоит из атомов водорода, то $\mu = 1$ (г/моль), так как масса одного атома водорода $m_H = 1,67 \cdot 10^{-24}$ г и $\mu = m_H \cdot N = 1$. Если газ состоит из молекул водорода, то $\mu = 2$, так как число частиц, содержащихся в одной грамм-молекуле, остается неизменным, а масса каждой частицы теперь вдвое больше. И, наоборот, если газ представляет собой ионизованный водород — смесь протонов и электронов, то $\mu = 1/2$. В этой смеси при подсчете числа частиц электрон равноправен с протоном, однако его масса ничтожно мала по сравнению с массой протона. Поэтому из общего числа $6 \cdot 10^{23}$ частиц лишь половина — это «весомые» частицы.

Аналогично молекулярная масса неионизованного гелия $\mu = 4$: ядро гелия состоит из двух протонов и двух нейтронов. Но если атомы гелия расщеплены на ядра и электроны, то каждый атом даст три частицы, так что молекулярная масса полностью ионизованного гелия равна $4/3$. Ядра более тяжелых химических

элементов содержат тяжелых частиц (протонов и нейтронов) примерно вдвое больше, чем электронов в атоме. Атомная масса этих элементов практически вдвое больше их порядкового номера в таблице Менделеева. Поэтому молекулярная масса любого полностью ионизованного тяжелого элемента близка к двум ($\mu = 2$).

Если через X , Y и Z обозначить соответственно весовые доли водорода, гелия и остальных химических элементов, то формула для вычисления молекулярной массы в случае полной ионизации атомов (что имеет место в недрах Солнца и других звезд) имеет такой вид:

$$\mu = \frac{4}{8X + 3Y + 2Z}. \quad (6.9)$$

По этой формуле и находим молекулярную массу вещества недр Солнца, для которого, согласно наблюдениям, $X = 0,73$, $Y = 0,25$ и $Z = 0,02$; $\mu_\odot = 0,6$.

Теперь, пользуясь формулами (6.7) и (6.8), нетрудно оценить давление и температуру в центре Солнца — $p_c = 10^{16}$ дин/см² = 10^{10} атмосфер и $T_c = 56\,000\,000$ К. Эти величины, безусловно, впечатляют. Правда, они получены в предположении, что Солнце представляет собой однородный шар. Строгие расчеты, о которых мы будем говорить в следующей главе, приводят к выводу, что на самом деле температура в центре Солнца в четыре раза меньше полученной здесь оценки и составляет $14\,000\,000$ кельвинов. Как показали расчеты, для приближенной оценки величины температуры в центре любой звезды с точностью до 10—20 % можно использовать формулу

$$T_c \approx \frac{\mu GM}{AR} = 14 \left(\frac{\mu}{\mu_\odot} \right) \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \left(\frac{R_\odot}{R} \right) \text{ млн. кельвинов.} \quad (6.10)$$

Динамика внешних слоев Солнца. Диск Солнца, скрытый легким облачком, кажется нам удивительно чистым и спокойным. Мы уже знаем, что спокойствие это обманчиво и что на самом деле поверхность Солнца представляет собой бушующий, кипящий океан.

Да, именно кипящий. Ведь картину, весьма напоминающую грануляцию, можно воссоздать в лабораторных условиях, если подогревать снизу тонкий слой вязкого вещества (например, парафина). При этом в кипящей жидкости образуются конвективные ячейки шестиугольной формы.

Перенос тепла движущимся потоком вещества (жидкости или газа) называется *конвекцией*. Теория конвекции является важнейшим разделом астрофизики. Ею описывается не только состояние вещества в солнечной оболочке, но и строение звезд на ранних этапах их эволюции (до выхода на главную последовательность), а также строение ядер массивных звезд. Здесь мы ограничимся тем, что сформулируем условие, при котором нарушается лучистое равновесие, о котором речь шла в гл. 3, и возникает конвекция.

Предположим, что некоторый элементарный объем газа в нижних слоях фотосферы Солнца был смещен вверх и что в процессе своего движения он не успевает обменяться энергией с окружающим его газом. Такое движение называется *адиабатическим*. В данном случае давление p , плотность ρ и температура T (для конвективного элемента будем обозначать их далее звездочкой) связаны соотношениями

$$p = p_1 \left(\frac{\rho}{\rho_1} \right)^\gamma = K \rho^\gamma, \quad T = T_1 \left(\frac{\rho}{\rho_1} \right)^{\gamma-1}, \quad (6.11)$$

где индексом 1 обозначены параметры газа на «исходном» уровне. Параметр γ равен отношению удельных теплоемкостей газа, взятых соответственно при постоянном давлении и постоянном объеме. Для одноатомного газа (например, водорода) $\gamma = 5/3$.

До начала движения давление p_1^* и плотность ρ_1^* в конвективном элементе не отличаются от параметров окружающей среды p_1 и ρ_1 . Предположим теперь, что этот элемент газа сместился вверх на расстояние dr . Плотность внутри элемента уже будет равной ρ_2^* , плотность окружающей его среды на этом уровне ρ_2 . Очевидно, что если $\rho_2^* > \rho_2$, т. е. если конвективный элемент более плотен, чем окружающий его газ, то возникшее движение прекращается. И наоборот, если $\rho_2^* < \rho_2$, движение будет продолжаться.

В процессе движения конвективного элемента вверх внешнее давление все время уравнивается внутренним ($p_2 = p_2^*$). Но давление газа пропорционально произведению его плотности и температуры ($p = \frac{A}{\mu} \rho T$). Поэтому если $\rho_2^* < \rho_2$, то должно быть $T_2^* > T_2$. Другими словами, конвекция имеет место, если температура движущегося элемента газа остается больше темпе-

ратуры окружающей среды. В начальном состоянии $T_1^* = T_1$. Поэтому сказанное можно перефразировать и так: конвекция существует, если при смещении элемента газа вверх на расстояние dr его температура уменьшается медленнее, чем температура окружающей среды, которая, по предположению, находится в состоянии лучистого равновесия. Это условие записывается так:

$$\left| \frac{dT}{dr} \right|_{\text{ад}} < \left| \frac{dT}{dr} \right|_{\text{луч}}.$$

Заметим, что здесь сравниваются модули (абсолютные значения) величины $\frac{dT}{dr}$ — градиента температуры. Дальнейшая задача как раз и состоит в том, чтобы при заданных массе, радиусе и поверхностной температуре Солнца (в общем, любой звезды) рассчитать каждый из этих градиентов и сравнить их между собой. При лучистом равновесии градиент температуры определяется главным образом величиной ускорения силы тяжести в данном слое оболочки. Адиабатический же градиент температуры зависит от степени ионизации водорода в данном слое.

Расчет показывает, что уже на глубине $h = -40$ км вещество в фотосфере Солнца не может находиться в состоянии лучистого равновесия. Общая толщина конвективной зоны Солнца достигает $0,15 R_\odot$, т. е. около 100 000 км. Внешним проявлением этих конвективных движений в слоях Солнца, расположенных ниже фотосферы, и является грануляция.

Движущиеся элементы газа переносят вверх тепловую энергию. Конвективный поток энергии будет тем больше, чем больший путь проходит поднимающийся элемент газа. Расстояние l , которое проходят конвективные элементы прежде чем рассеяться в окружающей среде, называется *длиной пути перемешивания*. Обычно полагается, что длина пути перемешивания l равна шкале высот β ($l \approx \beta$). Установлено, что от величины l существенно зависят расчетные характеристики конвективных звездных моделей. Это один из важнейших параметров теории внутреннего строения звезд.

Скорости конвективных движений относительно невелики — порядка 110—500 м/с. И лишь на поверхности Солнца они возрастают до 1—2 км/с. Но благодаря им вещество солнечной оболочки (а в общем, любой части звезды, охваченной конвекцией), хорошо

перемешивается. Поэтому во всей конвективной зоне химический состав является практически одинаковым.

Конвективная зона и является тем источником энергии, который обеспечивает нагрев хромосферы и короны. В самом деле, на Солнце в каждый момент времени имеется около $3 \cdot 10^6$ гранул. Время жизни одной гранулы порядка от 5 до 10 минут, скорость ее движения примерно 0,5 км/с, плотность движущегося вещества $\rho \approx 10^{-8}$ г/см³. По этим данным нетрудно рассчитать, что поток кинетической энергии через единицу поверхности Солнца за одну секунду составляет около 10^7 эрг/см²·с. В то же время потери энергии в короне не превышают 10^5 эрг/см²·с. Таким образом, конвективная зона вполне в состоянии поддерживать высокую температуру короны, причем «коэффициент полезного действия» механизма переноса этой энергии из конвективной зоны в корону невысок — всего около 0,01.

Упрощенная схема переноса энергии из конвективной зоны через относительно холодный коридор в верхнюю хромосферу и корону выглядит следующим образом. Над конвективным слоем в фотосфере находится устойчивый слой, в котором выполняется условие лучистого равновесия. При столкновении конвективных ячеек с веществом этого слоя здесь возникают различные типы волновых движений. Это прежде всего *звуковые волны*, распространяющиеся со скоростью

$$a = \sqrt{\gamma \frac{AT}{\mu}}. \quad (6.12)$$

В хромосфере при температуре $T \geq 6000$ К скорости звуковых волн превышают величину 10 км/с. В звуковой волне работа, затраченная на сжатие определенного элемента газа, переходит в кинетическую энергию, энергию движения его частиц. Эти частицы сжимают следующий, прилегающий к ним слой среды и т. д. В звуковой волне частицы совершают колебательные движения относительно положения равновесия со скоростями u , значительно меньшими скорости волны a . Поток энергии, переносимой звуковой волной, оценивается величиной $F = \rho u^2 a$. В процессе распространения звуковой волны области с большим сжатием (и большей температурой) движутся быстрее и догоняют области с меньшим сжатием. В конечном итоге фронт волны деформируется — образуется *ударная волна*, в которой

происходит быстрое превращение кинетической энергии движения газа в тепловую. В результате слои хромосферы, которых достигнет ударная волна, нагреваются, а сама волна затухает. Подробнее свойства ударных волн обсуждаются в гл. 7.

В хромосфере вдоль направления магнитного поля движутся также поперечные *магнитогидродинамические* волны (их еще называют волнами Альвена). Если H — напряженность магнитного поля, ρ — плотность газа, то скорость распространения волн Альвена равна

$$u_A = \frac{H}{\sqrt{4\pi\rho}}. \quad (6.13)$$

В верхней хромосфере Солнца при $H \approx 1$ эрстед, $\rho \approx 10^{-14}$ г/см³ имеем $u_A \approx 30$ км/с. При движении вверх эти волны также затухают, а их энергия превращается в тепло. Поэтому непосредственно в корону переносится лишь небольшая часть энергии гранул.

Наблюдения показывают, что плотность в короне распределена по закону

$$\rho \approx \frac{\text{const}}{r^2}.$$

Другими словами, на любом заданном расстоянии r от центра Солнца плотность вещества в короне имеет вполне определенное значение. Но, как оказалось, газ, образующий корону, непрерывно «истекает» в межпланетное пространство. Можно провести аналогию с рекой: в каждом заданном месте она имеет определенную глубину, т. е. над каждой единицей поверхности дна имеется определенная масса воды. Однако в каждый момент времени это уже другие частицы, так как предыдущие снесены течением. Уровень реки определяется мощностью и числом источников. Вещество короны непрерывно пополняется газом из хромосферы и фотосферы. Скорость движения каждого заданного элемента газа сначала невелика, существенно меньше скорости звука a . Двигаясь в межпланетную среду, газ ускоряется, и на некотором расстоянии от центра Солнца r_* его скорость становится сверхзвуковой. По образному выражению Е. Паркера (США), который провел соответствующий теоретический анализ, в межпланетной среде дует сильный *солнечный ветер*, скорость которого вблизи Земли достигает 400 км/с при концентрации частиц 1—10 протонов/см³. Как метла, он сметает

микрометеорные частицы и газы, испаряющиеся из атмосфер планет, формирует кометные хвосты. Таким путем Солнце теряет примерно 10^{14} г/с, что составляет около $0,01 M_{\odot}$ за 5 млрд. лет. Согласно расчетам из-за потерь массы за время существования Солнца его угловая скорость вращения уменьшилась в 2—5 раз, по другим данным даже в 10 раз.

Потоки плазмы солнечного ветра увлекают с собой в межпланетное пространство и солнечные магнитные поля. Комбинация радиального течения плазмы и вращения Солнца приводит к закручиванию межпланетного магнитного поля. Так образуется конфигурация типа архимедовой спирали, причем угол между линией Солнце — Земля и направлением поля в плоскости эклиптики вблизи орбиты Земли равен в среднем 45° , напряженность поля здесь — около $5 \cdot 10^{-5}$ эрстед. При обращении Земли вокруг Солнца полярность межпланетного магнитного поля изменяется четыре раза, так как оно имеет секторную структуру.

Пружины солнечной активности

Магнитные поля пятен. Сейчас становится все более очевидным, что различные проявления солнечной активности и прежде всего солнечные пятна возникают именно благодаря конвективным движениям во внешних слоях Солнца. Теорией этих явлений занимается *магнитная гидродинамика* — один из разделов теоретической физики. На многие вопросы, связанные с интерпретацией солнечной активности, до сих пор окончательных ответов не получено. Мы остановимся здесь прежде всего на «рабочей модели» образования солнечных пятен, построенной Е. Паркером и Х. В. Бэбкоком (1882—1968) (США).

Из наблюдений следует, что полярность общего магнитного поля Солнца (а напряженность этого поля достигает 1 эрстеда) время от времени изменяется. Поэтому был сделан вывод, что общее магнитное поле не может пронизывать все Солнце, а располагается в его поверхностных слоях толщиной до $0,1 R_{\odot}$. Силовые линии этого поля направлены от одного полюса к другому и располагаются в меридиональных плоскостях (полоидальное поле). Но так как Солнце вращается у экватора быстрее, чем у полюсов, то поверхностные слои, расположенные ближе к экватору, должны увле-

кать за собой силовые линии и постепенно вытягивать их вдоль экватора. Так происходит превращение полоидального поля в тороидальное, силовые линии которого параллельны экватору. На некотором этапе такого закручивания силовых линий наступает неустойчивость магнитных полей и их распад на отдельные силовые трубки. Полное давление внутри трубки, равное сумме давления магнитного поля и давления газа, уравнивается газовым давлением вне трубки. Так как температура вне и внутри трубки одинакова, то это означает, что плотность внутри трубки меньше, чем вне ее. Поэтому на силовую трубку действует сила, направленная вверх. В расчете на единицу объема эта сила названа *магнитной плавучестью*.

Анализ показал, что если длина силовой трубки превосходит удвоенную шкалу высот β , то плавучесть преобладает над действием магнитного натяжения, и трубка всплывает на поверхность. При этом образуются

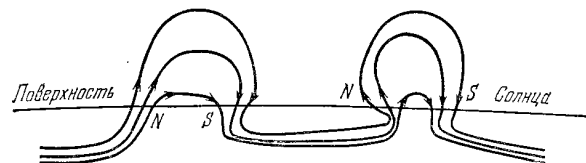


Рис. 102. Схема выхода магнитного поля на поверхность Солнца

пятна противоположной полярности (рис. 102). Магнитное поле пятен подавляет конвекцию в верхних слоях конвективной зоны, перенос энергии здесь резко уменьшается, поэтому температура газа в области пятна уменьшается на $1500\text{—}2000$ К. В близких же окрестностях пятна, где напряженность поля относительно невелика, магнитное поле, наоборот, усиливает конвективный перенос энергии. Именно так и возникают яркие образования — факелы.

Оценки показывают, что плавучесть эффективна до глубин порядка $15\,000$ км, тогда как толщина конвективной зоны примерно в семь раз больше. Отсюда следует, что магнитные поля пятен формируются в верхней части конвективной зоны Солнца.

В связи с этим возникает следующий вопрос: каким же образом поддерживается неоднородное вращение Солнца? Ведь усиление магнитных полей и образование магнитных трубок происходит за счет торможения

вращательного движения экваториальных областей. И если бы эта энергия не поступала непрерывно, то уже после нескольких оборотов Солнце начало бы вращаться как абсолютно твердое тело, т. е. угловая скорость вращения у полюсов и на экваторе была бы одинаковой.

Согласно существующим предположениям, неоднородность вращения Солнца поддерживается *меридиональной циркуляцией* — медленным движением вещества в меридиональной плоскости (по направлению от полюсов к экватору и наоборот). В свою очередь это движение поддерживается движениями в конвективной зоне, а последние — источниками ядерной энергии, находящимися глубоко в недрах Солнца. В разработке теории, охватывающей весь комплекс этих грандиозных явлений, сделаны лишь первые шаги.

Теория солнечных вспышек. Детальной количественной теории вспышек еще нет. Ведь процессы, происходящие во вспышках, весьма сложны и многообразны. По-видимому, вспышки возникают в результате быстрого превращения магнитной энергии в энергию ускоренных частиц. Регистрация всплесков жесткого рентгеновского и микроволнового излучений показала, что продолжительность первичного выделения энергии во вспышке составляет всего 0,01—1 секунду, т. е. она гораздо меньше длительности фазы вспышки (около 1000 с). Как оказалось, таких локальных областей выделения энергии во вспышке, температура в которых достигает $25 \cdot 10^6$ К, может быть несколько, причем разгораются они одновременно. Эти области располагаются в короне на высоте от 8000 до 20 000 км над фотосферой в вершинах арок (магнитных петель).

Вот как выглядит «магнитная модель» вспышки, предложенная С. И. Сыроватским (СССР). В области между близкими пятнами противоположной полярности возникает нулевая линия магнитного поля A , вдоль которой напряженность магнитного поля $H = 0$ (рис. 103). Если в процессе общего развития поля пятна смещаются друг относительно друга, то при этом вместо нулевой линии возникает тонкий слой электрического тока, разделяющий области противоположно направленного магнитного поля. Это приводит к существенному разогреву электронов, появлению высокоэнергичных протонов и более тяжелых ядер. Наиболее благоприятные условия для ускорения частиц возникают при раз-

рушении токового слоя, в результате которого появляется сильное электрическое поле. За 10—100 секунд электроны ускоряются до энергий $E > 10$ кэВ.

Особенности поведения ионизованного газа (плазмы) в присутствии магнитных полей, возникновение в процессе развития вспышки различного типа волновых движений и плазменной турбулентности подробно рассмотрены в книге: Каплан С. А., Пикельнер С. Б., Цытович В. Н. Физика плазмы солнечной атмосферы. — М.: Наука, 1977.

Известно, что, кроме звуковых и магнитогидродинамических (альвеновских) волн, в солнечной атмосфере распространяются еще два типа волн — быстрая и медленная магнитозвуковые волны. В одной из них действия газового и магнитного давлений складываются, в другой — вычитаются. Одна движется со скоростью, близкой к скорости звука a (6.12), другая — со скоростью, близкой к скорости альвеновской волны u_A . Но это еще не весь набор волновых движений, которые могут распространяться в плазме. Ведь движение заряженных частиц приводит к возникновению электрических и магнитных полей, которые передают взаимодействие от одних частиц к другим и без их столкновений. Далее, плазму можно рассматривать как смесь двух газов — электронного и ионного. И в каждой из этих компонент могут распространяться волны, аналогичные звуковым.

Так, в *плазменной* волне в направлении распространения волны происходят колебания электронов около положения равновесия, фиксируемого тяжелыми ионами. Частоты этих колебаний (*ленгмюровская частота*), определяется концентрацией электронов в единице объема

$$\nu_{pe} = \sqrt{\frac{N_e e^2}{\pi m_e}} = 8,9 \cdot 10^3 \sqrt{N_e} \text{ с}^{-1}, \quad (6.14)$$

где e и m_e — заряд и масса электрона. Заметим, что волны с частотой $\nu < \nu_{pe}$ не могут распространяться в

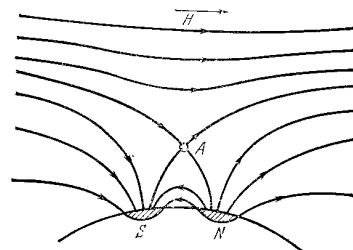


Рис. 103. Нулевая линия магнитного поля, возникающая в области между пятнами противоположной полярности (перпендикулярной к плоскости рисунка)

плазме, а если они падают на нее извне, то отражаются обратно.

В продольной *ионно-звуковой* волне, состоящей из разрежений и сгущений ионов, взаимодействие также передается электрическими полями, генерируемыми движениями этих частиц. И, наконец, вдоль внешнего магнитного поля могут распространяться *вистлеры* — поперечные волны, частота которых меньше частоты, с которой происходит вращение электрона вокруг магнитной силовой линии.

Теперь остановимся на вопросе о взаимодействии плазменных волн с заряженными частицами. Предположим, что заряженная частица (электрон) движется в направлении распространения волны со скоростью, несколько большей скорости волны. В процессе движения частица будет догонять гребень волны, т. е. максимум плотности электронов. В данном случае за счет кулоновской силы отталкивания будет происходить замедление частицы и ускорение волны. Это эффект *черенковского усиления*. Он будет заметным, если ускоряющее действие связано не с одной, а с целым пучком частиц.

И, наоборот, если электрон движется немного медленнее волны, то волна догоняет его и подталкивает вперед, а сама теряет часть энергии. Этот эффект называется *затуханием Ландау*. Именно таким путем часть электронов плазмы может получить скорости, близкие к релятивистским.

Если в плазме возбуждаются различные типы волн различных длин и частот, то возникшее состояние называется *плазменной турбулентностью*. Благодаря взаимодействию волн с плазмой и ее способности излучать в данном случае происходит трансформация одних волн в другие.

Важную роль в развитии активных процессов на Солнце играет также эффект *тепловой неустойчивости*. Газ, составляющий верхнюю хромосферу и корону, находится в состоянии лучистого равновесия. В каждом элементе объема в единицу времени поглощается определенное количество энергии, идущей от фотосферы. Столько же энергии излучается газом за то же время. Излучаемая энергия освобождается благодаря рекомбинациям электронов на все уровни атома водорода. Количество энергии, излученное единицей объема в единицу

времени, равно

$$\epsilon \approx 1,6 \cdot 10^{26} \frac{\rho^2}{\sqrt{T}} \text{ эрг/см}^3 \cdot \text{с.} \quad (6.15)$$

Случайное сжатие приводит к усиленным потерям энергии и дальнейшему увеличению плотности ρ — к явлению тепловой неустойчивости.

Весь перечисленный выше комплекс явлений и возникает в солнечной вспышке. В процессе ее развития при сближении магнитных силовых линий образуются нейтральные слои. Магнитное давление сжимает газ нейтрального слоя, в результате чего потери газа на излучение существенно увеличиваются, а его температура уменьшается. Но, в соответствии с формулой (6.15), потери энергии на излучение пропорциональны квадрату плотности. Поэтому благодаря эффекту тепловой неустойчивости начавшийся случайно процесс увеличения плотности и температуры все усиливается. Уплотненный и охлажденный газ начинает опускаться вниз вдоль нейтрального слоя и соседних магнитных силовых линий, что приводит к еще большему сближению магнитных полей противоположной полярности и в конечном итоге — к возникновению слоя электрического тока. Как только токовая скорость (скорость движения электронов по отношению к ионам) сравняется со скоростью какого-либо вида плазменных волн (преимущественно ионно-звуковых), возникает черенковская генерация этого типа волн, после чего взаимодействие волн образует развитую плазменную турбулентность. В этой ситуации становится возможным смещение противоположно направленных магнитных силовых линий через плазму нейтрального слоя, происходит их перезамыкание и изменение структуры поля, его частичная аннигиляция. Именно *аннигиляция* (уничтожение) магнитного поля и является источником энергии вспышки.

Сразу же после начала вспышки в ней образуется некоторое количество энергичных электронов, скорости движения которых 60 000—150 000 км/с, т. е. всего в два — пять раз меньше скорости света. Двигаясь вверх в корону, эти электроны в каждом ее слое возбуждают плазменную турбулентность, оставляя за собой «след» из плазменных волн. Часть энергии этих волн превращается в электромагнитные волны частоты ν_{pe} и $2\nu_{pe}$. Так возникают радиовсплески III типа. Поскольку с

высотой концентрация электронов в короне уменьшается, в процессе развития явления (движения пучка электронов вверх) и происходит дрейф излучения по частоте.

Всплески V типа появляются в том случае, если эти пучки движущихся электронов захватываются в магнитные ловушки — трубки магнитного поля, сжатые у концов. Отражаясь от области сильного поля на концах трубки, частицы генерируют плазменные волны, которые трансформируются в электромагнитные волны.

Всплески II типа ассоциируются с ударными волнами, образующимися у мощных хромосферных вспышек и движущимися в корону со скоростями порядка 500—1400 км/с. Так как эти скорости в сто раз меньше скоростей пучков быстрых электронов, то, соответственно, во столько же раз медленнее происходит дрейф радиовсплесков II типа по частоте. Фронт ударной волны возбуждает плазменную турбулентность, после чего часть энергии плазменных волн перекачивается в электромагнитные волны с частотой ν_{pe} , а часть переходит в волны с частотой $2\nu_{pe}$.

При выходе в верхние слои солнечной короны ударная волна выносит с собой быстрые частицы, ускоренные плазменной турбулентностью и удерживаемые магнитным полем ударной волны. Попадая в магнитные ловушки в верхних слоях короны, эти частицы генерируют радиовсплески IV типа.

И, наконец, всплески I типа и шумовые бури возникают в областях над пятнами, где существуют усиленные потоки гидродинамических волн и где в результате трансформации этих волн образуются турбулентные возмущенные зоны, заполненные слабыми ударными волнами большой амплитуды, так называемыми *солитонами*. При столкновении двух солитонов возникает сильный ток, появляется неустойчивость и кратковременное радиоизлучение.

Образование протуберанцев. Долгое время физика процессов, приводящих к уплотнению вещества в короне и образованию протуберанцев, оставалась не совсем понятной. Из наблюдений следовало, что у большинства протуберанцев вещество как будто поступает из короны, двигаясь по узким каналам вниз, в хромосферу. В то же время было известно, что масса одного протуберанца всего в десять раз меньше массы всей короны. Были высказаны правильные предположения, что большую роль в формировании протуберанцев играет маг-

нитное поле (ведь ионизованный газ может двигаться лишь вдоль магнитных силовых линий) и что протуберанцы как бы делают видимой конфигурацию магнитных полей на больших расстояниях от солнечной поверхности. Но почему возникает конденсация вещества, образующая протуберанец, удалось понять лишь недавно, в рамках магнитогидродинамической теории.

Известно, что спокойные протуберанцы как бы «висят» на вершине арок магнитных силовых линий, соединяющих пятна противоположной полярности. Протуберанец представляет собой холодный газ с температурой всего 5000—10 000 К, который как бы «упакован» в «яме» магнитного поля и окружен горячим газом короны. Необходимо было объяснить, почему возникает такая устойчивая конфигурация поля с впадиной на вершине арки, почему газ вместе с «ямой» магнитного поля не «съезжает» вниз и откуда берется газ протуберанца на вершине арки.

Изучение структуры внешних слоев Солнца привело к выводу, что при вытягивании магнитных силовых линий газом, который составляет корону и который, как отмечалось выше, движется с ускорением в межпланетное пространство, между этими силовыми линиями образуются нейтральные слои, появляются неустойчивые токовые области. В нейтральном слое магнитные силовые линии перемыкаются, выбрасывают своим натяжением верхнюю часть плазмы токового слоя вверх, тогда как его нижняя часть опускается под совместным действием силы тяжести и натяжения магнитных силовых линий, образуя впадину на арках магнитных силовых линий. При сжатии и охлаждении газа, обусловленными эффектом тепловой неустойчивости, в этой впадине конденсируется часть коронального вещества — образуется «зародыш» холодного протуберанца в горячей короне. Пополнение вещества короны и рост протуберанца происходит за счет газа, который течет вверх вдоль магнитных силовых линий.

Источники энергии Солнца

Гравитационное сжатие. В заключение нашего рассказа о Солнце остановимся на вопросе об источниках его энергии. Будем помнить при этом, что все сказанное здесь в равной степени применимо и к другим

звездам. Поэтому часто здесь мы будем вместо слова «Солнце» употреблять более общее — «звезда».

До середины прошлого столетия многие астрономы были убеждены, что Солнце является твердым и холодным телом, окруженным огненным океаном, например, Вильям Гершель в 1795 г. утверждал, что на Солнце могут быть условия, вполне благоприятные для обитания живых существ.

В 1853 г. Г. Гельмгольц (1821—1894) высказал предположение, что солнечная энергия выделяется за счет медленного сжатия Солнца. Чтобы компенсировать потери энергии на излучение, достаточно было бы, чтобы диаметр Солнца ежегодно уменьшался на 75 метров. Но в этом случае примерно через каждые 10 млн. лет удваивалась бы светимость Солнца, чего, конечно, нет. И лишь в 30-х годах нашего столетия стало очевидным, что источниками энергии Солнца и звезд являются реакции ядерного синтеза.

И все же на отдельных этапах развития звезд энергия гравитационного сжатия играет важную роль. Поэтому остановимся на этом вопросе несколько подробнее.

Разделим мысленно звезду, имеющую массу $\mathcal{M}$ и радиус R , на две равные части — массы $m_1 = m_2 = \frac{1}{2} \mathcal{M}$. Найдем работу, которую необходимо затратить, чтобы удалить эти половинки от расстояния $r = R$ до расстояния $r = 2R$. Известно, что работа Ω равна произведению действующей силы на пройденный путь: $\Omega = \int \Delta r$. Средняя сила на среднем расстоянии $\bar{r} = \frac{3}{2} R$ равна

$$\bar{f} = \frac{Gm_1m_2}{\bar{r}^2} = \frac{4}{9} \frac{Gm_1m_2}{R^2}.$$

Таким образом, работа, выполненная на удаление двух равных масс, $m_1 = m_2 = \frac{1}{2} \mathcal{M}$, на расстоянии $\Delta r = R$, равна

$$\Omega = \bar{f}R = \frac{1}{9} \frac{G\mathcal{M}^2}{R}.$$

Но это не вся работа, которую можно выполнить над данными половинками звезды. Во-первых, их можно раздвигать на значительно большее расстояние, как говорится «на бесконечность», во-вторых, каждую из них можно в свою очередь делить пополам и взаимно

удалять. Если сложить всю работу, выполненную по «распылению» звезды, то получаем, что

$$\Omega \approx \frac{3}{2} \frac{G\mathcal{M}^2}{R}. \quad (6.16)$$

При сжатии газового шара происходит обратное: энергия не затрачивается, а, наоборот, выделяется. Формула (6.16) и определяет количество энергии, выделившейся при сжатии заданной массы $\mathcal{M}$ до радиуса R (конечно, если только звезды образуются из протяженных газо-пылевых облаков!). Величину Ω , взятую со знаком минус, принято называть *потенциальной* или *гравитационной* энергией звезды.

Но не вся эта энергия излучается. Анализ показывает, что звезда излучает примерно половину своей потенциальной энергии, столько же идет на повышение температуры ее массы.

Из формулы (6.16) следует, что потенциальная энергия Солнца равна $5,9 \cdot 10^{48}$ эрг. Предположим, что светимость Солнца при его сжатии была равной сегодняшней. Тогда время высвечивания энергии $E = \frac{1}{2} \Omega$ равно

$$t = \frac{E}{L_{\odot}} = \frac{2,95 \cdot 10^{48} \text{ эрг}}{4 \cdot 10^{33} \text{ эрг/с}} = 7,4 \cdot 10^{14} \text{ с},$$

т. е. примерно 23 млн. лет.

Как видно, гравитационное сжатие могло быть источником энергии Солнца лишь на незначительном отрезке его эволюционного пути.

Посмотрим теперь, какой будет температура звездных недр, если половина гравитационной энергии ушла на их разогрев. Средняя энергия одной частицы равна $\frac{3}{2} kT$, где k — постоянная Больцмана. Если масса звезды равна $\mathcal{M}$, средняя масса частицы — m , то звезда состоит из $\mathcal{M}/m$ частиц, полная тепловая энергия которых U равна

$$U = \frac{3\mathcal{M}kT}{2m}.$$

На разогрев вещества звезды уходит половина ее гравитационной энергии. Из этого условия находим среднюю температуру звездного вещества

$$\bar{T} = \frac{Gm\mathcal{M}}{2kR}.$$

Предположим, что вещество, из которого образовалось Солнце, состояло из чистого водорода (масса частицы $m = m_H = 1,67 \cdot 10^{-24}$ г). Подставляя значения массы и радиуса Солнца, находим из последней формулы $\bar{T} \approx 11$ млн. градусов. Это нижний предел температуры. Ведь если среднее значение величины массы частицы больше m_H (молекулярная масса неионизованного вещества $\mu > 1$ и $m = \mu m_H$), то соответственно будет большей и средняя температура $\bar{T}$. Так мы приходим к выводу, что за счет гравитационного сжатия недр Солнца (как и любой другой звезды, если ее масса больше 0,08 массы Солнца) разогреваются до температур, вполне достаточных для протекания в них реакций термоядерного синтеза.

Термоядерный синтез. Общие схемы термоядерных реакций, происходящих в недрах Солнца и звезд, были описаны в гл. 5. Это реакции протон-протонного цикла (5.6)—(5.12) и углеродно-азотного цикла (5.13). Здесь мы обсудим их несколько подробнее.

Протоны и нейтроны (их общее название нуклоны) удерживаются в атомных ядрах мощными силами притяжения, которые эффективны лишь на расстояниях, меньших 10^{-12} см. Но чтобы сблизить два протона на это расстояние, необходимо затратить огромную энергию на преодоление сил кулоновского отталкивания. Можно представить себе, что протон предохраняется от взаимодействия с другим протоном электрическим *потенциальным барьером* высотой 140 кэВ. Чем меньше энергия налетающей частицы, тем «легче» она будет отброшена назад кулоновской силой отталкивания.

При температуре 10 млн. градусов, типичной для звездных недр, средняя тепловая энергия протона составляет всего около 1 кэВ, а суммарная энергия двух сталкивающихся протонов соответственно вдвое больше. Другими словами, потенциальный барьер в сто раз превышает среднюю энергию частиц.

Казалось бы, что в таком случае термоядерные реакции в звездах при температуре меньше 10^9 К вообще происходить не могут. Ведь по законам классической механики, если энергия частицы меньше высоты потенциального барьера, то она просто не проходит через него.

Однако микрочастицы подчиняются законам *квантовой* механики, согласно которой всегда имеется определенная *вероятность* того, что частица пройдет через

потенциальный барьер, даже если ее энергия меньше величины этого барьера. Это явление называется *туннельным эффектом*. Именно благодаря ему и происходят термоядерные реакции в недрах Солнца и звезд.

В целом, чтобы термоядерная реакция имела место, должно произойти несколько последовательных событий: 1) столкновение двух частиц, 2) проникновение одной из них через потенциальный барьер, окружающий ядро другой частицы, и 3) ядерное взаимодействие, сопровождающееся излучением гамма-кванта или выбросом позитрона и нейтрино (бета-распад). При заданной температуре и изотопном составе газа каждое из этих событий происходит с вполне определенной вероятностью, для расчета которой в ядерной физике имеются достаточно надежные «рецепты». Это позволяет получить выражение для определения полного числа реакций, происходящих в 1 см^3 за 1 с, и количества освобождающейся при этом энергии.

В частности, при условиях, типичных для недр Солнца, в результате протон-протонного (pp) и углеродно-азотного (CN) цикла выделяется энергия

$$\epsilon_{pp} \approx 10^{-5} \rho X^2 \left(\frac{T}{10^6} \right)^4 \text{ эрг/г} \cdot \text{с}, \quad (6.17)$$

$$\epsilon_{CN} \approx 6,6 \cdot 10^{-23} \rho X X_{CN} \left(\frac{T}{10^6} \right)^{20} \text{ эрг/г} \cdot \text{с}. \quad (6.18)$$

Здесь X и X_{CN} — соответственно относительное содержание протонов и сумма содержаний углерода и азота в недрах Солнца. Нетрудно убедиться, что для Солнца первый цикл значительно эффективнее второго. Так, при температуре $T = 14 \cdot 10^6$ К, плотности $\rho = 100 \text{ г/см}^3$, содержание водорода $X = 0,7$ и содержании углерода и азота $X_{CN} = 0,003$ имеем $\epsilon_{pp} = 19 \text{ эрг/г} \cdot \text{с}$, а $\epsilon_{CN} = 1 \text{ эрг/г} \cdot \text{с}$. Расчет показывает, что для обеспечения наблюдаемой светимости Солнца достаточно, чтобы выделение энергии происходило лишь в одной десятой части его массы.

В недрах более массивных звезд температуры значительно выше, поэтому доминирующим там являются реакции CN-цикла.

При температурах, характерных для недр Солнца, реакция (5.6) протекает очень медленно. Ведь два протона не образуют связанной системы (потому в природе нет изотопа He^2). Данная реакция происходит все же потому, что за время столкновения один из

протонов превращается в нейтрон с излучением позитрона и нейтрино. И так как эффективное сечение этой реакции очень мало, то и характерное время для нее очень велико. При T порядка 14 млн кельвинов и ρ около 100 г/см^3 время, за которое число протонов в заданной единице объема уменьшится вдвое, равно примерно 10 млрд. лет. Все последующие реакции протон-протонного цикла протекают значительно быстрее: дейтерий превращается в изотоп гелия ^3He всего за 5 секунд, образование изотопа ^4He из двух ядер ^3He по схеме (5.8) происходит за несколько млн. лет.

В заключение отметим, что, кроме уже упомянутой проблемы солнечных нейтрино (с. 256), астрономов волнует еще одна. До сих пор не получили своего объяснения открытые в 1974 г. в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР под руководством А. Б. Северного пульсационные движения поверхности Солнца с периодом 160,01 минуты и амплитудой скорости около $0,5 \text{ м/с}$.

Напомним еще о дискуссии по вопросу о разнице между экваториальным и полярным диаметром Солнца, т. е. о величине его сплюснутости. На протяжении многих лет Р. Дике и Г. Гольденберг (США) получали величину 86 ± 6 миллисекунд дуги. В связи с этим возникла необходимость вводить поправку в теорию Эйнштейна, предполагать, что в недрах Солнца ядро вращается с периодом всего 12,2 суток. Но в 1974 г. Г. Хилл с сотрудниками (США) получил значение $18,4 \pm 12,5$ миллисекунд дуги. Как оказалось, Р. Дике и Г. Гольденберг не учли, что потемнение солнечного диска к краю различно в направлении на полюсы и вдоль экватора...

Земля

Тайны земных недр. Изучая строение и развитие небесных тел, астрономия дает нам представление о строении и развитии Вселенной в целом. Одно из этих небесных тел — у нас под ногами в буквальном смысле этих слов. Это Земля, рядовая планета Солнечной системы (рис. 104).

Сначала — о форме Земли. Мы не намного ошибаемся, утверждая обычно, что она имеет форму шара. Экваториальный радиус Земли равен $6378,16 \text{ км}$, ее полярный радиус — $6356,78 \text{ км}$, т. е. он на $21,38 \text{ км}$

меньше. Это значит, что Земля имеет несколько сплюснутую форму, близкую к эллипсоиду вращения. Масса Земли составляет $5,98 \cdot 10^{27} \text{ г}$, средняя плотность Земли $\bar{\rho} = 5,52 \text{ г/см}^3$.

До последнего времени самые глубокие скважины не превышали 9—10 километров. Казалось бы, трудно узнать что-нибудь о строении глубоких недр Земли...

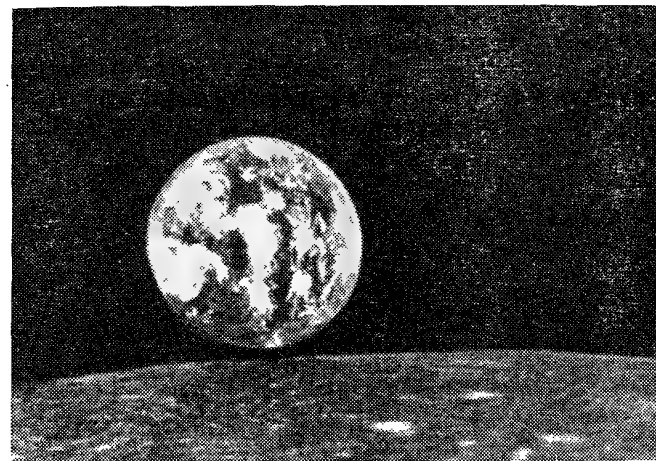


Рис. 104. Снимок Земли, полученный «Зондом-7» при полете вблизи Луны

Но на помощь ученым пришла *сейсмология* — наука о землетрясениях.

Землетрясения на нашей планете происходят непрерывно. Каждый час в различных ее пунктах регистрируется около десяти колебаний земной поверхности. В среднем раз в год случается землетрясение с катастрофическими последствиями. Например, в 1920 г. в Китае во время землетрясения погибло около 200 000 человек, в 1923 г. в Японии — 142 000 человек.

В результате землетрясения возникают *сейсмические волны* двух типов — *продольные волны* (волны типа P , у которых, как и в звуковых волнах, частицы сдвигаются в направлении распространения волны) и *поперечные волны* (волны типа S , у которых движение частиц перпендикулярно к направлению распространения волны). Кроме того, от очага землетрясения вдоль земной

поверхности распространяются *поверхностные* волны (волны типа *L*).

Установлено что в твердом веществе могут распространяться как продольные (*P*), так и поперечные (*S*) волны, причем скорость волн *S* составляет около $\frac{2}{3}$ скорости волн *P*. В жидкостях же распространяются *только* волны *P*. Установлено также, что скорость волн *P* вблизи поверхности Земли составляет 5 км/с, тогда как на глубине 3000 км она достигает максимальной величины — около 13,5 км/с.

Смещения земной поверхности регистрируются чувствительными приборами — сейсмографами, установленными на сейсмических станциях во всех концах

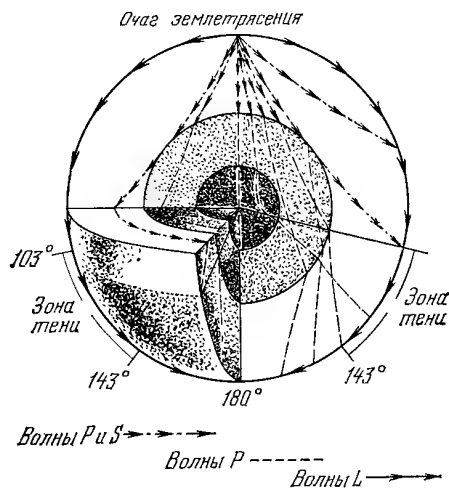


Рис. 105. Распространение сейсмических волн, возникающих при землетрясениях

земного шара. На каждой станции фиксируется точное время начала события. Это позволяет составить картину распространения сейсмических волн в недрах Земли (рис. 105). При этом обнаружено, что волны типа *S* регистрируются на угловых расстояниях от очага землетрясения, не превышающих 103°. На расстояниях от 103 до 143° существует «зона тени», куда не заходят и продольные волны. На основании подробного анализа таких измерений и сделаны определенные выводы о свойствах вещества глубоких земных недр, о строении Земли в целом.

Важный вклад в изучение внутреннего строения Земли внес выдающийся русский ученый Б. Б. Голицын (1862—1916).

Составными частями нашей планеты являются:

1) внутреннее ядро радиусом около 1300 км, в котором вещество, по всем данным, находится в твердом состоянии,

2) внешнее ядро, радиус которого равен примерно 3400 км; здесь в слое толщиной около 2100 км, окружающем внутреннее ядро, вещество находится в жидком состоянии,

3) оболочка или мантия толщиной около 2900 км и

4) кора, толщина которой равна 4—8 км под океанами и 30—80 км под материками. Кора и мантия разделены *поверхностью Мохоровичича*, на которой плотность вещества земных недр резко возрастает от 3,3 до 5,2 г/см³.

На многие вопросы, относящиеся к строению, химическому составу и физическим условиям в глубоких недрах Земли, сегодня еще нет четких, исчерпывающих ответов. Все дело в том, что мы еще плохо знаем свойства вещества при высоких давлениях. Возьмем, например, вопрос о температуре в центре Земли. Известно, что при спуске в шахту она повышается в среднем на один градус на каждые 33 м (в некоторых местах, например, на острове Борнео, — даже на каждые 20 метров). Если бы эти темпы роста температуры были одинаковы во всем земном шаре, то в центре Земли она достигала бы 60 000 К. На самом же деле она, по-видимому, в 10—20 раз меньше, хотя некоторые авторы называют число 10—12 тысяч кельвинов. Значительно меньшие расхождения в оценках давления и плотности в центре Земли: давление равно 3 млн. атмосфер, плотность — около 12 г/см³.

Пока нет единого мнения о характере распределения химических элементов в недрах Земли. По одной из существующих теорий, ядро Земли состоит из железа с примесью серы и никеля, тогда как мантия — из окислов кремния, магния и железа. Другие авторы считают более вероятным, что Земля однородна по своему составу, а различия в физических свойствах ядра и мантии обусловлены высоким давлением в ее недрах, под действием которого вещество переходит в качественно новое состояние,

В связи с происходящими в недрах Земли процессами распада радиоактивных элементов (урана, тория и др.) в отдельных местах мантии происходит плавление вещества. При перемещениях глубинных масс расплавленное вещество, магма, по каналам, диаметры которых достигают 10 км, а высота 60—100 км, поднимается на поверхность Земли. Тогда происходят извержения вулканов, иногда разрушающие города и уносящие много человеческих жизней. Вулканическая активность Земли на протяжении всей ее истории играла важную роль в формировании ее внешней оболочки — коры.

Свидетельствует земная кора. Изучая закономерности распространения сейсмических волн в земных недрах, ученые составляют модель Земли, как она выглядит *сегодня*. Но ведь наша планета существует миллиарды лет. Сколько именно? Как образовалась она? Чтобы получить ответы на эти и им подобные вопросы, вовсе нет необходимости «заглядывать» в глубь Земли, об этом могут рассказать поверхностные слои земной коры.

Земная кора является сложной смесью горных пород трех различных типов: осадочных, магматических и метаморфических. Большая часть осадочных пород — мел, известняк, каменный уголь — образовалась в результате деятельности живых организмов. Магматические породы — базальты, вулканические туфы — образовались в результате извержения вулканов. Метаморфические породы — граниты, сланцы и гнейсы — также магматического происхождения, однако их кристаллизация происходила при высоких давлениях и температурах в глубоких толщах коры.

В своей повседневной жизни для измерения времени люди издавна используют ритмичную смену дня и ночи, фаз Луны, времен года. Однако сама природа не ведет счета этих вполне конкретных, тождественных промежутков времени. К счастью, в ней имеются другие процессы, которые отсчитывают время, прошедшее с момента их начала. Это — радиоактивный распад ядер отдельных химических элементов, который протекает равномерно и не зависит от внешних условий.

Каждый радиоактивный изотоп характеризуется конкретным промежутком времени, на протяжении которого его количество уменьшается вдвое — *периодом полураспада* $T_{1/2}$. Именно это обстоятельство и позволяет использовать радиоактивный распад для счета времени.

Пусть в определенный «нулевой» момент времени (при $t = 0$) в каком-то образце содержалось N_0 атомов определенного радиоактивного элемента. При истечении времени $T_{1/2}$ (т. е. на момент $t = T_{1/2}$) их число уменьшится вдвое, т. е. будет $N(T_{1/2}) = \frac{1}{2} N_0$. Еще через такой же промежуток времени (при $t = 2T_{1/2}$) уменьшится вдвое часть изотопов, оставшаяся после распада в предыдущем временном интервале: $N(2T_{1/2}) = \frac{1}{2} N(T_{1/2}) = \frac{1}{4} N_0$ и т. д. Для любого момента времени t количество атомов, которое не успело распасться, находится по формуле

$$N(t) = N_0 e^{-\frac{t}{1,44T_{1/2}}}. \quad (6.19)$$

Число атомов — продуктов распада — равно

$$N_p = N_0 - N(t) = N_0 \left[1 - e^{-\frac{t}{1,44T_{1/2}}} \right]. \quad (6.20)$$

При определении возраста конкретных образцов числа атомов $N(t)$ и N_p известны. В данном случае необходимо установить именно время, за которое от начального количества атомов N_0 осталось $N(t)$. Для этого измеряется количество радиоактивного элемента в заданном образце $N(t)$ и количество атомов — продуктов распада N_p . Тогда $N_0 = N(t) + N_p$ и из (6.19) следует

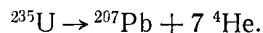
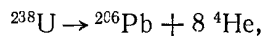
$$t = 3,32T_{1/2} \lg \left[1 + \frac{N_p}{N(t)} \right]. \quad (6.21)$$

Для большей надежности используют данные не об одном, а нескольких изотопах.

Радиоактивных изотопов в природе существует несколько сотен, однако период полураспада $T_{1/2}$ большинства из них не превышает несколько минут. Возраст образцов земной коры, метеоритов и лунных пород устанавливается по содержанию в них изотопов урана и тория.

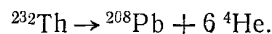
В естественной смеси урана содержится три изотопа: ^{234}U (всего 0,006 %), изотопа ^{235}U (0,714 %) и изотопа ^{238}U (99,28 %). Все они являются радиоактивными. Общее их содержание в земной коре по весу оценивается цифрой 0,0003 %. Период полураспада изотопа ^{235}U составляет 0,71 млрд. лет, изотопа ^{238}U 4,51 млрд. лет. В результате их распада образуются стабильные

(так называемые *радиогенные*) изотопы свинца. Сам распад происходит по схеме



Воспользовавшись формулой (6.20), находим, в частности, что из одного килограмма урана через 100 млн. лет выделяется 13 г. свинца и 2 г гелия, через два миллиарда лет — 225 г свинца и 35 г гелия.

Обычный или естественный торий является смесью шести изотопов, из которых радиоактивным является изотоп ^{232}Th , период его полураспада $T_{1/2} = 13,4 \cdot 10^9$ лет, а конечным продуктом распада является изотоп свинца ^{208}Pb :



В результате неоднократного подъема и опускания отдельных участков суши, продолжительной вулканической деятельности (еще и теперь на Земле насчитывается около 800 действующих вулканов), сложных процессов горообразования и эрозии на самой поверхности Земли, рядом встречаются образцы, возраст которых отличается на десятки и сотни миллионов лет. По замечанию английского геолога Ч. Лайеля (1797—1875), первичный материал Земли перемолот на мельнице Нептуна и переплавлен в кузнице Вулкана...

В то же время возраст образцов устанавливается надежно лишь в случае, если радиоактивный элемент и конечный продукт его распада остаются связанными между собой. Это условие выполняется в кристаллизованной лаве, однако оно нарушается, если образец расплавлялся. Поэтому непосредственные оценки возраста Земли радиоактивным методом дают лишь так называемый абсолютный возраст земной коры. Древнейшие образцы, найденные в Карелии и в Африке, имеют возраст 3,6 млрд. лет. Чтобы установить, насколько сама Земля как планета старше ее современной внешней оболочки — коры, сопоставляют содержание изотопов урана и свинца в ней с их количеством в метеоритах. Этим путем и получено, что возраст Земли составляет $4,55 \pm 0,07$ миллиарда лет.

Теперь — о минералогическом составе земной коры, который служит как бы эталоном при анализе образцов лунных (а в близком будущем, возможно, и марсианских) пород. Прежде всего напомним, что в земной коре

содержится 47 % кислорода, 25,5 % кремния, 8,05 % алюминия, 4,65 % железа, 2,96 % кальция, по 2,5 % — натрия и калия и 1,87 % магния. В сумме эти восемь химических элементов составляют около 99 % вещества земной коры.

Горные породы на Земле состоят из различного сочетания *минералов* — химических соединений, однородных по составу и строению (всего их известно более 4000). Важное место среди них занимают магматические (изверженные) породы. Они образовались из расплавленных силикатных магм, которые поднимались из недр Земли к поверхности и которые состоят преимущественно из силикатов и алюмосиликатов. Наиболее важными породообразующими окислами в ней являются кремнезем (SiO_2) и глинозем (Al_2O_3). Магматические породы называются глубинными (интрузивными) или излившимися (эффузивными), в зависимости от того, где произошло застывание магмы — на глубине или на поверхности Земли.

Среди глубинных пород выделяются прежде всего перидотиты и пироксениты, в которых содержание кремнезема меньше 40 %, а содержание окислов железа и магния относительно велико. Подразделяются эти так называемые ультраосновные породы по содержанию в них оливина (твердого раствора $\text{Fe}_2\text{SiO}_4 + \text{Mg}_2\text{SiO}_4$ в любых пропорциях), общая формула которого имеет вид $(\text{Fe}, \text{Mg})_2\text{SiO}_4$. Общая формула для пироксенов — $(\text{Ca}, \text{Fe}, \text{Mg})_2\text{Si}_2\text{O}_6$. Это значит, что пироксены являются смесью компонент $\text{Ca}_2\text{Si}_2\text{O}_6$ (минерал салит), $\text{Fe}_2\text{Si}_2\text{O}_6$ (ферросалит), $\text{Mg}_2\text{Si}_2\text{O}_6$ (энстатит), $\text{CaFeSi}_2\text{O}_6$ (геденбергит), $\text{CaMgSi}_2\text{O}_6$ (диопсид) в различных пропорциях. Одним из широко распространенных пироксенов является авгит $\text{Ca}(\text{Mg}, \text{Fe}, \text{Al})[(\text{Si}, \text{Al})_2\text{O}_6]$.

Магматические породы, в которых окисла SiO_2 содержится от 40 до 52 %, называются основными. При этом глубинные породы называются габбро, излившиеся — базальтами. В целом они на 70—90 % состоят из полевых шпатов, которые представляют собой алюмокремниевые соли калия, натрия и кальция. Минерал KAlSi_3O_8 называется ортоклазом. Более распространенными являются плагиоклазы $(\text{Ca}, \text{Na})(\text{Al}, \text{Si})_4\text{O}_8$, представляющие собой твердые растворы альбита $\text{NaAlSi}_3\text{O}_8$ и анортита $\text{CaAl}_2\text{Si}_2\text{O}_8$ в различных процентных соотношениях. Минерал, состоящий из анортита с примесью оливина, называется анортозитом. В земных базальтах содержится также около 5 % ильмени-

та — FeTiO_3 . Сегодня без этой азбуки минералогии уже нельзя читать ни одной даже наиболее популярной книги о Луне.

Гидросфера и атмосфера Земли. Жидкая оболочка Земли, которая покрывает 70,8 % ее поверхности, называется *гидросферой*. Главными резервуарами воды являются океаны. Они содержат 97 % мировых запасов воды. Существующие в океанах мощные течения переносят тепло от экваториальных областей к полярным и тем самым в определенной степени регулируют климат Земли. Так, течение Гольфстрим, начинающееся у берегов Мексики и несущее теплые воды до берегов острова Шпицберген, приводит к тому, что средняя температура северо-западной Европы значительно выше температуры северо-восточной Канады.

По современным представлениям, наличие больших водоемов на Земле сыграло решающую роль в возникновении жизни на нашей планете.

Часть воды на Земле общим объемом свыше 30 млн. км³ находится в твердом состоянии, в виде льда и снега. Льды покрывают примерно 3 % земной поверхности. Если бы эту воду превратить в жидкое состояние, то уровень мирового океана поднялся бы более чем на 60 метров.

Ежегодно снегом покрывается значительная часть земной поверхности. Снег и лед отражают от 45 до 95 % энергии солнечных лучей, что в конечном итоге приводит к существенному охлаждению больших участков поверхности Земли. Подсчитано, что если бы снегом укрылась *вся* Земля, то средняя температура на ее поверхности понизилась бы от существующей сейчас $+15^\circ\text{C}$ до -88°C .

На самом же деле средняя температура поверхности Земли на 40°C *выше* температуры, которую должна была бы иметь Земля, освещаемая Солнцем. Это опять-таки связано с водой, точнее, с водяным паром. Дело здесь в следующем. Солнечное излучение, максимум которого приходится на длины волн около 5500 Å, почти не поглощаясь, проходит через атмосферу, достигает поверхности Земли и нагревает ее. Но на протяжении многих тысяч и миллионов лет уже установилось определенное тепловое равновесие: такое же количество энергии излучается поверхностью Земли, причем, в соответствии с законом Вина (3.8) — в инфракрасной области спектра, с максимумом вблизи длин волн около

8,6 мкм. По «стечению обстоятельств» излучение этих длин волн усиленно поглощается водяными парами и переизлучается (частично) обратно по направлению к земной поверхности. В конечном итоге Земля нагрелась до такой (более высокой) температуры, при которой энергия, излучаемая ее поверхностью, способна «прорываться» в межпланетное пространство. В этом заключается сущность *парникового эффекта*. Он всегда возникает в случаях, если энергия, излучаемая твердой поверхностью планеты, поглощается ее атмосферой.

Воздушная оболочка Земли, атмосфера, уже изучена достаточно подробно. Плотность атмосферы у земной поверхности составляет $1,22 \cdot 10^{-3}$ г/см³, что соответствует $2,55 \cdot 10^{19}$ частиц (молекул) в 1 см³. Средняя молекулярная масса атмосферы $\mu = 29$. По формуле (6.1) при температуре $T = 290$ К и ускорении силы тяжести $g = 980$ см/с² находим, что шкала высот земной атмосферы $\beta = 8$ км. Другими словами, на высоте 8 км давление и концентрация частиц примерно в три раза меньше, чем на уровне моря.

Если говорить о химическом составе атмосферы, то главной компонентой здесь является азот: его процентное содержание (по весу) равно 75,53 %. Кислорода в атмосфере Земли 23,14 %, из других газов наиболее представительным является аргон — 1,28 %, углекислого газа в атмосфере всего 0,045 %. Для сравнения в дальнейшем с планетами-гигантами отметим еще, что метана в земной атмосфере всего 0,000084 %, водорода — 0,000003 %. Этот состав атмосферы сохраняется до высоты в 100—150 км. На больших высотах азот и кислород находятся в атомарном состоянии. С высоты 800 км преобладает гелий, а с 1600 км — водород, который образует водородную геокорону, простирающуюся на расстояние до нескольких радиусов Земли.

Атмосфера предохраняет все живущее на Земле от губительного воздействия ультрафиолетового излучения Солнца и космических лучей — частиц высоких энергий, движущихся к ней со всех сторон с почти световыми скоростями.

Земля — огромный магнит, причем магнитная ось наклонена к оси вращения под углом $11,5^\circ$. Напряженность магнитного поля Земли на полюсах составляет около 0,63 эрстеда, на экваторе — 0,31 эрстеда. Силовые линии магнитного поля Земли образуют своеобразные «ловушки» для движущихся к ней потоков электро-

нов и протонов. Задержанные магнитным полем Земли, эти частицы образуют огромные *радиационные пояса*, охватывающие нашу планету вдоль геомагнитного экватора. С помощью искусственных спутников Земли и космических ракет обнаружено три таких пояса радиации: первый на высотах от 2400 до 5600 км, второй — от 12 000 до 20 000 км и третий — на высоте от 50 до 60 тысяч километров.

Заряженные частицы, источником которых в значительной степени является Солнце, «скользя» вдоль магнитных силовых линий, проникают в атмосферу у полюсов Земли. Сталкиваясь с атомами и молекулами атмосферы, они возбуждают свечение, наблюдаемое на высоких широтах в виде полярных сияний.

Этим мы ограничим наш краткий рассказ о Земле — одной из планет Солнечной системы, являющейся песчинкой в безграничном океане Вселенной, и в то же время, — колыбелью разума, постигающего законы ее строения и развития.

Спутник Земли — Луна. Луна — ближайшее к Земле небесное тело. Ее радиус равен 1737 км, масса в 81,3 раза меньше массы Земли, а средняя плотность ($3,35 \text{ г/см}^3$) в полтора раза меньше плотности Земли. Температура на лунном экваторе колеблется от 403 К в полдень до 103 К в полночь, причем продолжительность солнечных суток на Луне составляет 29,5 земных.

Уже невооруженным глазом на Луне хорошо различаются светлые области — «материки», занимающие около 60 % лунного диска, и темные «моря» (40 %). Наиболее эффектными деталями лунной поверхности являются *кратеры* (рис. 106). На видимой стороне Луны кратеров с диаметром от одного до ста километров насчитывается около 300 000. Пять кратеров имеют размеры больше 200 км.

Подавляющее большинство кратеров имеет, несомненно, ударное происхождение. При этом с течением времени наступает «динамическое равновесие»: процесс образования новых кратеров сопровождается разрушением старых, которые «перепахиваются» и стираются с лица Луны. Некоторые кратеры, по мнению селенологов, имеют вулканическое происхождение. Поэтому по аналогии с земными «образцами» на Луне выделяют 1) *маары* — мелкие (диаметром до 5 км) круговые впадины, обрамленные более высокими краями, 2) *кальдеры* — кратеры с плоским дном, расположенные на

вершине горы, и 3) *куполообразные горы* с небольшими кратерами на вершине.

Для лунного ландшафта характерны также протяженные системы лучей, гигантские трещины и борозды. На видимой стороне Луны насчитывается около 500 трещин, причем некоторые из них достигают 300 км в длину, до 5 км в ширину и несколько сотен метров в глубину. Здесь же встречаются и длинные крутые обрывы. Одним из них является так называемая Прямая стена, расположенная в юго-восточной части Моря Облаков, длина ее около 100 км, высота примерно 300 метров.

Моря — это области, заполненные темным веществом, напоминающим застывшую вулканическую лаву. Краевые поднятия на периферии морей называются *кордильерами*.

Различная яркость отдельных участков поверхности Луны объясняется тем, что «материки» в среднем отражают примерно 9 % энергии солнечных лучей (светлое вещество вблизи лучевых кратеров даже до 20 %), тогда как «моря» — всего около 4 %.

Начиная с 1959 г. в СССР и США по направлению к Луне для всестороннего ее исследования было запущено более пятидесяти космических зондов различных типов. Некоторые проходили мимо Луны, другие становились ее искусственными спутниками, третьи опускались на лунную поверхность, чтобы по команде с Земли проводить научные исследования, четвертые — чтобы взять образцы лунных пород и доставить их на Землю. Так, 12 сентября 1970 г. в СССР осуществлен запуск АМС «Луна-16», совершившей мягкую посадку на Луну и доставившей на Землю образцы лунных пород. 10 ноября того же года с Земли стартовала «Луна-17», которая доставила в район Моря Дождей первый «Луноход», 14 февраля 1972 г. была запущена «Луна-20», доставившая на Землю новые образцы лунных пород, а 16 января 1973 г. «Луна-21» доставила на лунную поверхность автоматическую лабораторию «Луноход-2». Буровое устройство, установленное на «Луна-24» (запуск 9 августа 1976 г.) позволило получить образцы с глубины около двух метров, которые и были доставлены на Землю.

Больших успехов в исследовании Луны достигли и ученые США. Жесткую посадку на Луну совершили три аппарата типа «Рейнджер», мягкую — шесть аппаратов «Сервейор», пять аппаратов «Лунар Орбитер»

стали искусственными спутниками Луны. В декабре 1972 г. была успешно завершена начатая в 1969 г. программа «Аполлон», в ходе которой 12 человек пробыли на поверхности Луны в общей сложности около 300 часов, причем 80 — вне лунной кабины. На Луне были установлены комплекты научной аппаратуры — сейсмометры, магнитометры, лазерные отражатели, собрано около 400 кг образцов лунных пород.

Что же можно сказать сегодня о строении Луны, о ее далеком прошлом?

Исследование *обратной стороны* Луны, которая не видна с Земли, привело к несколько неожиданному выводу: на ней обнаружено всего три относительно небольших моря. В этом, вероятно, нет ничего удивительного. Ведь так же несимметрична и наша Земля: почти половину ее поверхности занимает Тихий океан, тогда как материки скучиваются на другой половине. Вместо морей на обратной стороне Луны обнаружены новые образования — *талассоиды* («мореподобные») — большие впадины, поверхность которых выглядит такой же светлой, как и материки.

Точные наблюдения за движением искусственных спутников Луны показали, что над различными участками лунной поверхности спутник движется с неодинаковой скоростью. Так был сделан вывод, что распределение массы в поверхностных слоях Луны (преимущественно вблизи экватора) является неоднородным: на незначительной глубине под большими кольцеобразными морями расположены «концентрации массы», получившие сокращенное название *масконов*. По-видимому, масконы представляют собой области затвердевшей лавы, плотность которой выше плотности окружающих материковых областей.

Как и следовало ожидать, образцы лунных пород состоят из тех же химических элементов, что и земные породы. Однако существует некоторое различие в их относительном содержании. Так, в некоторых лунных образцах обнаружен избыток титана, скандия и циркония, тогда как ртути, свинца, хлора и брома несколько меньше ожидаемого количества. В очень малом количестве здесь содержатся платина, золото и серебро.

В результате продолжительной бомбардировки лунной поверхности метеоритами на ней образовался рыхлый обломочный покров толщиной около шести метров.

Этот слой назван *реголитом*. Он включает в себя три фракции: кристаллические изверженные породы, брекчии и рыхлый мелкозернистый материал.

Анализ структуры *кристаллических пород* приводит к выводу, что они когда-то были полностью расплавлены, а потом подверглись очень быстрому охлаждению. Среди лунных кристаллических пород найдены образцы габброидного типа. Лунные материки состоят главным образом из анортозитов и базальтов, лунные моря покрыты базальтовыми лавами. Нет сомнения в том, что в прошлом Луна пережила эпоху интенсивной вулканической активности.

Брекчия — это смесь мелких частиц минералов — обломков горных пород, сцементированных стеклом. Из брекчии — крупных зерен авгита и полевого шпата состоят некоторые метеориты (ахондриты), именуемые *эвкритами*. Именно к этим метеоритам по своему составу лунные породы оказались ближе всего.

Наружный слой реголита представляет собой песчано-пылевой материал темно-серого (или буроватого) цвета толщиной 15—30 см. Он покрыт как бы тонкой пленкой пыли светло-серого цвета.

А вот еще одно «типично лунное» явление, замеченное командиром «Аполлона-17» Ю. Сернаном. За две минуты до восхода Солнца на фоне своеобразного свечения, наблюдающегося над лунным горизонтом, появляются лучистые структуры — *стримеры*, угловые размеры которых достигают 30°. Это явление объясняется наличием вблизи лунной поверхности рассеивающих частиц. По-видимому, при ионизации атомов лунного грунта ультрафиолетовым и рентгеновским излучением Солнца образуются электростатические поля, которые и поднимают мельчайшие заряженные частицы лунного грунта на некоторую высоту.

До сих пор исследовано меньше половины образцов лунных пород. Было обнаружено, что их возраст находится в пределах от 3,13 до 4,4 млрд. лет. Отсюда следует, что Луна образовалась примерно в то же время, что и Земля, и что вулканические явления прекратились на Луне около 3 млрд. лет назад. На ранней стадии своего развития Луна была почти полностью расплавлена. Это и привело к дифференциации ее вещества, причем плагиоклазы, как более легкие компоненты, всплыли и, затвердев, образовали первичную лунную кору.

Несколько удивительными оказались свойства магнитного поля Луны. При измерениях со спутников казалось, что напряженность общего постоянного магнитного поля Луны примерно в 1000 раз меньше земного. Однако непосредственные измерения приборами, доставленными на ее поверхность, показали, что постоянное поле меняется здесь от точки к точке. Это говорит о том, что в прошлом произошла сильная намагниченность отдельных участков Луны, о причине которой пока судить трудно.

Был проведен также анализ переменных магнитных полей, которые порождаются электрическими токами, возникающими в недрах Луны при колебаниях интенсивности солнечного ветра. Свойства этих полей определяются проводимостью лунных недр, которая, в свою очередь существенно зависит от температуры. Так, было установлено, что в глубоких недрах Луны температура не превышает 1800 К. Таким образом, сегодня Луна является относительно холодным небесным телом. Об этом говорит и ее относительно низкая сейсмическая активность. Кстати, сейсмометры, оставленные на Луне экспедициями «Аполлонов», регистрировали в год около 1000 лунотрясений, хотя энергия каждого из них примерно в 10 млрд. раз меньше энергии землетрясения. По расчетам, очаги лунотрясений находятся на глубинах 800—1000 км. Первые лунные сейсмограммы были получены при падении на Луну отработанных ступеней ракет-носителей. При этом длительность дрожания лунной почвы доходила до нескольких часов, а это примерно в десять раз дольше, чем могло бы быть на Земле. Объясняется это меньшими (по сравнению с Землей) размерами Луны и, кроме того, отличием в строении обоих небесных тел.

При рассмотрении внутреннего строения Луны принято выделять кору—внешний слой толщиной около 60 км, верхнюю мантию толщиной 250 км, среднюю мантию, расположенную на глубинах 300—800 км, нижнюю мантию, а также небольшое железное ядро радиусом в несколько сотен километров. Ядро находится в расплавленном или полурасплавленном состоянии, так как через него не проходят поперечные волны.

Большие планеты

Исследованием планет во многих странах мира занимаются десятки научных коллективов. Особенно мно-

го важных результатов получено в последнее время с помощью межпланетных автоматических станций. Сводка важнейших характеристик больших планет приведена в таблице 2.

Меркурий. По своим размерам эта ближайшая к Солнцу планета лишь немногим больше Луны: ее радиус равен 2439 км. Двигается она вокруг Солнца по вытянутой эллиптической орбите с эксцентриситетом $e = 0,21$. Поэтому в перигелии Меркурий подходит к

Таблица 2

Основные характеристики планет Солнечной системы

Название планеты и ее символический знак	Средний радиус, в км	Масса в долях массы Земли	Элементы орбиты		
			среднее расстояние от Солнца		сидерический период обращения
			в а. е.	в млн. км	
Меркурий ♀	2 439	0,055	0,387	57,91	87,97 суток
Венера ♀	6 050	0,816	0,723	108,21	224,70 »
Земля ⊕	6 371	1,000	1,000	149,60	1 год
Марс ♂	3 390	0,107	1,524	227,94	1,88 года
Юпитер ♃	69 720	317,84	5,204	778,3	11,86 »
Сатурн ♄	57 900	95,17	9,580	1 429,3	29,46 »
Уран ♅	24 540	14,59	19,14	2 875,0	84,02 »
Нептун ♆	25 000	17,25	30,20	4 504,4	164,79 »
Плутон ♇	1 800	0,0083	39,75	5 946,5	247,70 »

Солнцу на расстояние 45,9 млн. км, в афелии удаляется от него до 69,7 млн. км, совершая полный оборот за 87,97 суток. Максимальное угловое расстояние Меркурия от Солнца, видимое с Земли, составляет 28° . Именно при максимальном удалении планеты от Солнца (в наибольшей элонгации) ее можно заметить невооруженным глазом, ее видимая величина в то время $m = -0,2^m$.

В 1965 г. на основании радиолокационных исследований было установлено, что сидерический период вращения Меркурия равен $58,64 \pm 0,5$ суток и что ось вращения планеты перпендикулярна к плоскости ее орбиты. Так как период осевого вращения Меркурия в точности равен $2/3$ от периода ее обращения вокруг Солнца, то на протяжении каждых 176 земных суток Меркурий делает три оборота по отношению к звездам,

два витка по орбите и один оборот по отношению к Солнцу. Другими словами, одни сутки на этой планете делятся ... два ее года. При этом к моменту, когда эта планета оказывается на линии Солнце — Земля (а это случается каждые 116 суток), она успевает повернуться к последней одной и той же (!) стороной.

Что можно сказать о физических условиях на поверхности этой планеты? В перигелии в полдень температура на экваторе Меркурия достигает 693 К, ночью она уменьшается до 93 К. Средняя плотность Меркурия $\bar{\rho} = 5,45 \text{ г/см}^3$, практически такая же, как и у Земли. Согласно расчетам температура в центре Меркурия достигает 2000 К, плотность 10 г/см^3 . Предполагается, что Меркурий состоит из железного ядра, содержащего 0,60 всей массы, окруженного силикатной оболочкой — мантией и, вероятно, корой, толщина которой достигает 60—100 км.

Трижды в 1974—1975 гг. автоматическая межпланетная станция «Маринер-10» прошла вблизи Меркурия, причем 16 марта 1975 г. — на расстоянии всего 320 км от его поверхности. Было получено несколько тысяч снимков планеты. Оказалось, что поверхность Меркурия щедро усеяна кратерами (рис. 107). Прямотаки напрашивается сравнение с Луной, желание назвать эту планету близнецом Луны. Но встречаются и совершенно новые детали поверхности — *эскарпы* — обрывы, протяженностью в сотни и даже тысячи километров и высотой 2—3 км, разделяющие два, в общем ничем не отличающихся района. Высота гор на Меркурии достигает четырех километров.

С помощью «Маринера-10» было установлено присутствие у Меркурия сильно разреженной газовой оболочки, состоящей главным образом из гелия. Давление у поверхности планеты примерно в 500 млрд. раз меньше, чем у поверхности Земли. Эта атмосфера состоит в динамическом равновесии: каждый атом гелия находится в ней около 200 дней, после чего покидает планету, его же место занимает другая частица из плазмы солнечного ветра.

Оказалось также, что Меркурий обладает слабым магнитным полем, напряженность которого составляет всего 0,7 % земного. Наклон магнитной оси к оси вращения Меркурия 12° (у Земли 11°).

Венера. Эта ближайшая к нам планета, плотно окутанная облаками, долгое время оставалась «планетой

загадок». Лишь в 1966 г. было установлено, что сидерический период ее вращения вокруг своей оси $E = 243,16$ суток, причем вращение происходит в обратном направлении, т. е. не против (как у Земли и других планет), а по часовой стрелке, если смотреть с северного полюса. Наклон экватора к плоскости орбиты согласно радиолокационным измерениям у Венеры

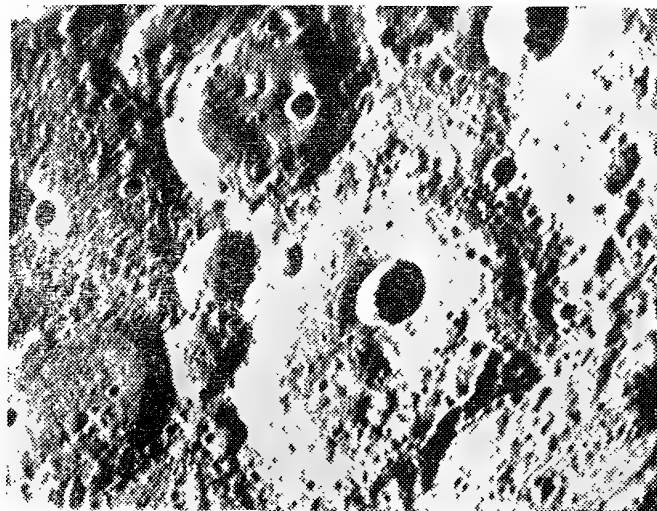


Рис. 107. Фотография поверхности Меркурия, полученная автоматической станцией «Маринер-10» (США) в марте 1974 г.

меньше 4° . Сидерический период ее обращения вокруг Солнца $T = 224,7$ земных суток. Отсюда нетрудно найти ее синодический период вращения D , т. е. продолжительность солнечных суток на Венере.

В самом деле, за одни земные сутки планета сдвигается на орбите (рис. 108) на угол $\frac{360^\circ}{T}$ ($\angle CSA = \angle COB$). За это же время по отношению к Солнцу фиксированная точка A сместилась на $\frac{360^\circ}{D}$ ($\angle COA$). Так как $\angle COA = \angle COB + \angle BOA$, то

$$\frac{1}{D} = \frac{1}{T} + \frac{1}{E}. \quad (6.22)$$

После элементарного расчета находим, что $D = 116,8$ земных суток. Подставим в формулу (6.22) вместо T период обращения Земли вокруг Солнца $T_{\oplus} = 365,25$ суток. Тогда величина $D' \approx 146$ суток будет периодом вращения Венеры относительно Земли. И тут-то обнаруживается, что синодический период обращения Венеры вокруг Солнца $S = 584$ суток — ровно в четыре раза больше величины периода ее вращения относительно

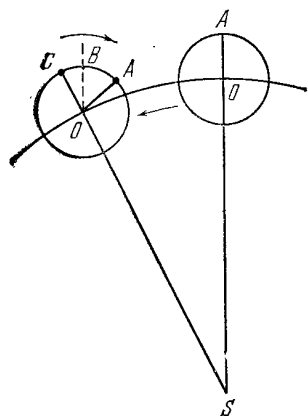


Рис. 108. К объяснению продолжительности солнечных суток на Венере

Земли! А это значит, что в нижнем соединении планеты с Солнцем, повторяющемся через каждые 584 суток, Венера обращена к Земле одной и той же стороной. Этот эффект «сцепления» планеты с Землей обусловлен, по-видимому, приливным воздействием Земли на Венеру. А ведь наименьшее расстояние между ними в этот момент измеряется числом 39 млн. км!

В результате полетов межпланетных автоматических станций «Венера» (СССР) и «Маринер» (США) установлено, что атмосфера планеты состоит на 96 % из углекислого газа. Азота здесь около 4 %, кислорода меньше 0,1 %, водяного пара около 0,02 %. Температура вблизи поверхности Венеры составляет 735 К, давление (по данным АМС «Венера-8») 93 атм, т. е. плотность здесь всего в 14 раз меньше плотности воды. Что и говорить, эта планета негостеприимна для жителей Земли еще в большей степени, чем Меркурий.

В связи с этим уместно вспомнить, что в земной атмосфере углекислого газа всего 0,03 %. Но если бы этот газ испарить из горных пород, давление у поверхности Земли было бы равным 40 атм. Другими словами, количество углекислого газа на Венере и Земле практически одинаково. Можно предположить, что современная атмосфера Венеры, как и Земли, образовалась в результате медленного выделения газов из внутренних слоев. Но из-за близости Венеры к Солнцу и высоких температур здесь происходила по-

стоянная диссоциация паров воды и непрерывная потеря водорода. Этому благоприятствовало также то обстоятельство, что напряженность магнитного поля Венеры в 1000 раз меньше земного. Атомарный кислород, соединяясь с углеродом, пополнял общее количество углекислого газа в атмосфере.

Измерения показали, что толщина облачного покрова Венеры достигает 30—60 км. О химическом составе этих облаков известно пока немного. Предполагается, что в них могут присутствовать концентрированная серная кислота, гидриды хлористого железа, соединения ртути с серой или хлором. Температура поверхности планеты явно выше той, которую имело бы твердое тело, находящееся на расстоянии $r = 108$ млн. км от Солнца и освещенное солнечными лучами.

По-видимому, высокая температура поверхности Венеры установилась на ней благодаря уже упоминавшемуся парниковому эффекту. Пока, однако, не ясно, какие компоненты атмосферы Венеры несут ответственность за этот парниковый эффект.

При наблюдениях в ультрафиолете облачные слои планеты составляют богатые мозаики светлых и темных участков, преимущественно вытянутых под небольшим углом к экватору в виде исполинских стрел. Отдельные детали облачного покрова размером 200—1000 км были хорошо заметны на протяжении от 5 до 12 часов. Подтвердились высказанные еще в 1961 г. предположения о том, что вращение облачных масс происходит с востока на запад с периодом, величина которого для экватора планеты равна всего 4 суткам. Это соответствует скоростям движения вещества порядка 100 м/с, т. е. 360 км/ч.

Теория этих мощных атмосферных движений пока еще не построена. По-видимому, важную роль здесь играет неоднородность температуры в верхних слоях атмосферы в подсолнечной точке и противоположной, неосвещенной стороне планеты, что и приводит к возникновению в атмосфере мощных течений и конвективных движений. В отличие от других планет земной группы, магнитное поле у Венеры отсутствует.

С помощью радиолокационных методов изучаются и отдельные детали планеты, составляются ее физические карты. Оказалось, что на Венере имеются отдельные возвышенности, вдвое более высокие, чем на Луне. В частности, в экваториальном поясе обнаружена воз-

вышенность протяженностью около 150 км с относительной высотой около 2 км над окружающей поверхностью. Наиболее удивительно то, что Венера, как и Луна, покрыта кратерами, причем кратеров особенно много на экваторе планеты. Так, в одном из районов поперечником около 1500 км насчитывается более десяти кратеров. Диаметр наибольшего из них достигает 160 км, диаметры остальных превышают 35 км. Крупнейший из кратеров имеет глубину 400 м.

Большое количество кратеров на планете, окруженной плотной атмосферой, свидетельствует о том, что в истории планеты был период, когда атмосферы у нее еще не было, так что метеориты достигали ее поверхности.

При расчетах внутреннего строения Венеры выделяют кору толщиной 16 км и силикатную оболочку, которая на глубине 3224 км граничит с железным ядром. Плотность в ядре достигает, по-видимому, 14 г/см³.

Первые изображения поверхности Венеры с близкого расстояния были получены 23 и 25 октября 1975 г.



Рис. 109. Часть телевизионной панорамы поверхности Венеры, переданной автоматической межпланетной станцией «Венера-9» в октябре 1975 г.

с помощью спускаемых аппаратов межпланетных станций «Венера-9» и «Венера-10» (СССР). Особенно выделялись на снимках остроугольные глыбы размером в 30—40 сантиметров (рис. 109). К тому же мало кто ожидал, что, несмотря на столь плотную атмосферу и толстый облачный слой, предметы на планете (в данном случае камни) будут отбрасывать довольно четкие тени. Это явилось как бы своеобразным «открытием» ближайшей к нам планеты. Еще лучше качество изображений (притом не только черно-белых, но и цветных) было получено в марте 1982 г. с помощью спускаемых аппаратов «Венеры-13 и 14». С их же по-

мощью впервые проведен анализ химического состава пород, которые оказались весьма сходными с земными базальтами. Новую страницу в исследовании поверхности ближайшей к нам планеты вписали аппараты «Венера-15 и 16». На этих искусственных спутниках Венеры были установлены радиолокаторы бокового обзора, позволившие, в частности, подробно изучить расположение длиннейших горных хребтов и долин, покрывающих планету загадок.

По-видимому, на Венере происходят мощные извержения вулканов. Так, космический аппарат «Пионер — Венера» (США, запуск 1978 г.) зафиксировал поступление в атмосферу Венеры гигантского количества двуокиси серы, в 50 раз превысившее норму. Замечено также отклонение аппарата от расчетной орбиты. Это свидетельствует о существовании на Венере гравитационных аномалий. На Земле такие аномалии обнаружены в областях, где расположены молодые вулканы.

Как оказалось, в атмосфере Венеры отношение дейтерия к водороду в сто раз больше, чем в атмосфере Земли. Отсюда следует вывод, что в далеком прошлом на Венере существовали океаны, не уступающие по мощности земным. Полагают, что основная потеря воды произошла в первые несколько сот миллионов существования планеты.

Марс. «Каналы Марса или, вернее, их истолкование повышают кровяное давление не у одного астронома... И сейчас имеется много людей, которые *верят* в то, что Марс обитаем, или страстно желают этого». (У. Р. Корлисс, США.)

Почти сто лет прошло с того момента, как сотрудник Вашингтонской Морской обсерватории США Асаф Холл (1829—1907) 11 и 17 августа 1877 г. открыл первый и второй спутники Марса (Фобос и Деймос). В этом же году Джованни Скиапарелли (1835—1910) составил карту поверхности Марса, обнаружив при этом, что «...все огромное пространство континентов покрыто сетью тонких линий или тонких полосок более или менее отчетливого темного цвета, ... они напоминают тончайшую паутинную сеть, натянутую на диск».

С этого времени о Марсе, о его каналах и спутниках было написано немало книг и статей. Человеческая фантазия украшала его наиболее удивительными формами жизни, заселяла разумными существами, способными строить города, тысячекилометровые ирригационные

системы и даже запускать искусственные спутники. В действительности, увы, все оказалось гораздо прозаичнее.

Планета Марс почти вдвое меньше Земли по размерам (экваториальный радиус Марса равен 3399 км) и в девять раз — по массе. На среднем расстоянии 228 млн. км от Солнца она обращается вокруг него за 687 земных суток. Сидерический период вращения планеты вокруг оси равен 24 часам 37 минутам 22,7 секунды. Плоскость экватора наклонена к плоскости орбиты планеты под углом 25° , благодаря чему здесь происходит регулярная смена времен года, похожая на земную.

Две трети поверхности Марса занимают светлые области, получившие в прошлом название *материков*, около одной трети — темные участки, названные *морями*. Вблизи полюсов осенью образуются белые пятна — *полярные шапки*, исчезающие в начале лета.

Температура на экваторе планеты колеблется от $+30^\circ\text{C}$ в полдень до -80°C в полночь. Вблизи полюсов она достигает -143°C .

Многое о планете Марс удалось узнать благодаря запуску автоматических межпланетных станций Марс (СССР), «Маринер» и «Викинг» (США). Как известно, два аппарата «Викинг», совершив в 1976 г. мягкую посадку на поверхность Марса, передали на Землю панорамные снимки (рис. 110), провели забор и анализ образцов почвы, в частности, на присутствие в ней микроорганизмов.

Установлено, что давление у поверхности Марса в среднем в 160 раз меньше, чем на уровне моря для Земли, и равно около 6,1 миллибар. Атмосфера планеты на 95% состоит из углекислого газа, в ней содержится также 2,7% азота, 1,6% аргона, около 0,13% кислорода, 0,1% водяного пара и 0,07% угарного газа. В поверхностном слое почвы Марса содержится 21% кремния, 12,7% железа, 5% магния, 4% кальция, около 3% алюминия, 3,1% серы (этой последней примерно в 100 раз больше, чем в земных породах).

Основная составляющая почвы Марса — кремнезем, содержащий примесь (до 10%) гетитов — гидратов окислов железа. Именно они и придают планете красноватый оттенок. Темные области на Марсе — его «моря» — отражают примерно в три раза меньше падающего света, чем «материки» (8–10% против 30%).

При этом, однако, в большинстве случаев окраска поверхности планеты не зависит от рельефа. Возможно, «моря» — это участки поверхности, покрытые каким-то минералом, имеющим свойство темнеть при увлажнении. Но в таком случае остается непонятным, почему они во время сильных пылевых бурь (а такие время от времени происходят на Марсе) не засыпаются песком, а вновь появляются на своих местах. Это обстоятельство поддерживает у многих исследователей на-

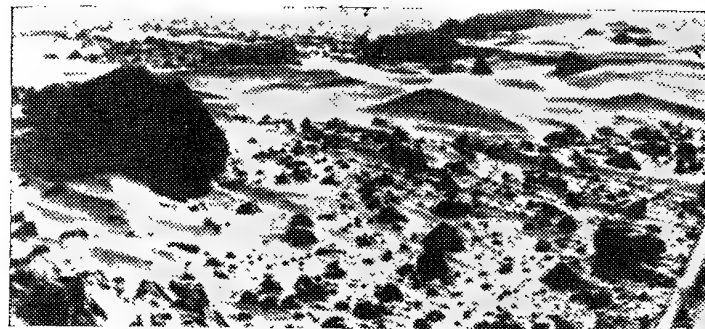


Рис. 110. Панорама Марса, переданная «Викингом-1» 3 августа 1976 г. Слева — большая каменная глыба длиной 2 м и высотой 1 м. Песчаные дюны вытянуты с северо-востока (слева) к востоку

дежду на то, что на поверхности Марса существуют определенные формы жизни. К сожалению, все проведенные «Викингами» эксперименты оставили этот вопрос открытым, хотя больше данных за то, что никакой жизни на Марсе нет.

Нет еще полной ясности и в вопросе о составе полярных шапок. Так, по полученным с борта орбитального отсека «Викинга-2» данным, температура северной шапки достигала значения -70°C , тогда как «сухой лед» (твердая уголекислота CO_2 , из которой предположительно состоят эти образования) испаряется при температуре -124°C . По-видимому, полярные шапки состоят из двух частей: 1) сезонной компоненты, которой и является твердая уголекислота, и 2) вековой компоненты — водяного льда H_2O , корка которого и наблюдается у полюса летом. По различным оценкам толщина полярной шапки может составлять от 1 м до 1 км.

Весной при таянии полярной шапки давление атмосферы над ней существенно повышается. Поэтому большие массы газа начинают перемещаться в осеннее полушарие — над поверхностью Марса дуют ветры, скорости которых равны 10—40 и даже 100 м/с. Ветер поднимает с поверхности планеты огромное количество пыли (иногда — сотни миллионов тонн), поэтому-то и условия для наблюдений Марса время от времени существенно ухудшаются.

Магнитное поле у Марса оказалось почти в 800 раз меньше земного и в шесть раз меньше, чем у Меркурия.

При рассмотрении внутреннего строения Марса выделяют кору толщиной 100 км, мантию толщиной 2326 км и ядро радиуса 960 км. Плотность в центре планеты, согласно расчетам, равна 8,5 г/см³. Есть основания полагать, что при переходе от Меркурия к Марсу содержание железа в планете земной группы уменьшается.

Поверхность Марса во многих отношениях напоминает лунный пейзаж. Его огромные территории усеяны кратерами, имеющими, по-видимому, метеоритное происхождение. Обнаружены также «реликты», свидетельствующие о мощной вулканической активности Марса в прошлом. Так, диаметр одного из крупнейших кратеров равен 65 км, расположен он на высоте более 10 км над окружающей его местностью. Кратер второго вулкана, имеющий диаметр около 40 км, возвышается над подножием горы на 13,5 км. В целом перепад высот на Марсе достигает 27 км.

На Марсе обнаружены также круглые бассейны, напоминающие гигантские кратеры. Крупнейшим из них является Геллас, его диаметр равен 1500 км, а глубина около 4 км. Планета иссечена широкими и глубокими рвами — *грабенами*. Длина крупнейшего из них — Каньона составляет 2500 км, ширина — 100—200 км, а глубина — до 6 км. Здесь же видны руслоподобные образования длиной иногда свыше 1000 км и шириной до 200 км, а также системы узких, параллельно расположенных трещин — *риллей*, протяженность которых достигает 1800 км, ширина 1 км, глубина нескольких сотен метров.

Совсем недавно обсуждалась гипотеза, по которой климат Марса меняется с периодом около 10 млн. лет. Если это и в самом деле так, то в определенные про-

межутки времени на Марсе льют дожди. Одной из таких причин изменений климата может быть изменение наклона оси вращения планеты к плоскости орбиты, в результате чего изменяется приток солнечной энергии к полюсам. Второй причиной могли быть уже упомянутые колебания светимости Солнца, конечно, если они действительно имеют место.

Упомянутое выше название Геллас (Hellas) в переводе на русский язык означает «Эллада» — это древнее (и современное) название Греции. Есть на Марсе, в частности, и «Эвксинское озеро» (Euxinus Lacus). Это древнее название Черного моря. Список названий 170 деталей, видимых на Марсе с поверхности Земли, объяснение происхождений этих названий читатель может найти в статье Д. Я. Мартынова «Что есть что на Марсе» (Земля и Вселенная, 1974, № 3). Любопытно, что фотографии отдельных участков поверхности Марса, полученные с борта межпланетных автоматических станций, очень трудно или даже вообще невозможно отождествить с зарисовками и фотографиями этой планеты, сделанными при наблюдениях с Земли. Поэтому детали поверхности Марса, наблюдаемые с Земли (в том числе и упоминавшиеся выше «каналы»), принято называть теперь «детальями альбедо», так как в действительности они говорят всего лишь об отражательных свойствах отдельных участков его поверхности.

Многие следы давних катастроф на поверхности планеты, скажем образно, сглажены временем. Об этом говорит тот факт, что на спутниках Марса Фобосе и Деймосе количество кратеров в расчете на единицу площади примерно в сто раз больше, чем на самой планете. Кстати, наибольший на Фобосе кратер Стирни имеет диаметр около 8 км.

Сами же спутники Марса — это мелкие небесные тела, напоминающие по форме картофелины. Размеры Фобоса приблизительно равны 22 × 30 км, Деймоса — 15 × 11,8 км. Примечательно, что оба спутника подобно Луне всегда обращены к Марсу одной стороной.

На полученных «Викингами» снимках Фобоса хорошо видны параллельные борозды, расстояния между которыми равны 200—300 м, их ширина — от 100 до 200 м, глубина от 20 до 30 м. Природа этих образований пока не ясна (рис. 111).

Юпитер. Это крупнейшая из планет Солнечной системы. Находится она в 5,3 раза дальше от Солнца, чем Земля, и получает от него в 27 раз меньше тепла. Масса Юпитера вдвое больше массы всех остальных планет, вместе взятых, в 317,84 раза больше массы Земли и в 1047,6 раза меньше массы Солнца. Экваториальный радиус Юпитера равен 71 400 км. Поскольку сутки на экваторе Юпитера длятся всего 9 часов 50 минут, т. е. он вращается вокруг оси с угловой скоростью в 2,5 раза большей, чем угловая скорость Земли, действие огромной центробежной силы привело к тому, что полярный радиус Юпитера почти на 2500 км меньше экваториального, и это сжатие планеты при наблюдениях весьма заметно. К тому же, как и на Солнце, скорость вращения имеет наибольшее значение на экваторе и уменьшается с увеличением широты. Причины этого различия в скорости вращения неизвестны.

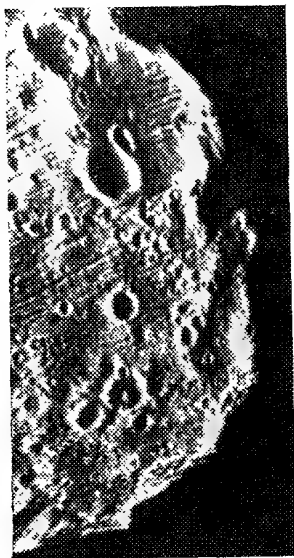


Рис. 111. Снимок Фобоса с «Викинга-2» с расстояния около 900 км

Средняя плотность Юпитера (как и других планет-гигантов) порядка 1 г/см^3 . Отсюда следует, что в основном он состоит из водорода и гелия. В атмосфере Юпитера содержится примерно 80 % водорода, около 20 % гелия и небольшие примеси метана и аммиака. Именно молекулам метана и аммиака принадлежат наиболее сильные линии поглощения в спектре Юпитера. Отношение концентраций гелия и водорода в атмосфере Юпитера соответствует составу солнечной атмосферы.

Даже в небольшой телескоп на Юпитере хорошо заметны светлые и темные полосы и его главная деталь — Большое Красное Пятно (БКП), размеры которого $13\,000 \times 40\,000 \text{ км}$ (рис. 112) и которое наблюдается в южной тропической зоне планеты уже по крайней мере 200 лет. Сто лет назад размеры БКП были

почти в два раза больше. Замечено, что относительно среднего положения БКП постоянно смещается на несколько градусов то в одну, то в другую сторону. Вещество в БКП перемещается против часовой стрелки, делая полный оборот за шесть земных суток.

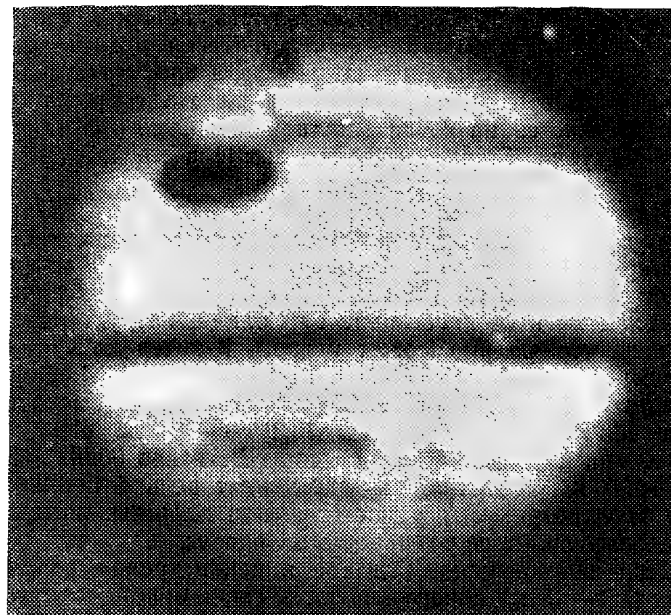


Рис. 112. Фотография Юпитера в синих лучах, полученная на 5-метровом рефлекторе. Слева сверху — Красное Пятно, над ним — тень III спутника

Некоторое время назад предполагалось, что Большое Красное Пятно — гигантский остров из гелиевого льда, плавающий в водородном океане, позже, — что это гигантский, постоянно извергающийся вулкан. Сегодня наиболее приемлемой представляется гипотеза, высказанная Г. С. Голицыным (СССР), согласно которой БКП — это свободный атмосферный вихрь, совершенно не связанный с поверхностью планеты. Время жизни такого вихря в условиях атмосферы Юпитера может измеряться тысячелетиями.

Юпитер обладает мощным магнитным полем, причем ось диполя наклонена к оси суточного вращения планеты под углом 10° . Напряженность поля у магнитных полюсов на уровне видимой поверхности облаков равна 14 Э (у северного) и $10,7 \text{ Э}$ (у южного), причем направление дипольного магнитного поля — обратное ориентации магнитного поля Земли. Планета окружена ионосферой, протяженность которой достигает $3\,000 \text{ км}$, и поистине фантастической магнитосферой. На дневной стороне магнитосфера простирается на $50\text{—}100$ радиусов планеты, с ночной же стороны ее «хвост» тянется на сотни миллионов километров за орбиту Сатурна. Электроны, ускоренные в магнитосфере Юпитера, достигают и нашей планеты.

Измерения показали, что мощность излучения Юпитера в инфракрасном и радиоволновом диапазонах примерно в три раза превышает энергию, получаемую им от Солнца. Зная коэффициент отражения поверхности планеты и ее расстояние от Солнца, нетрудно подсчитать, что Солнце может нагреть Юпитер до температуры всего 103 К . Между тем излучение Юпитера в инфракрасной области спектра соответствует температуре 133 К , на длине волны $10,3 \text{ см}$ — около 870 К и далее при $\lambda = 21, 31$ и 68 см соответственно $3000, 5500$ и $50\,000 \text{ К}$. Очевидно, что здесь идет речь о нетепловом (синхротронном) радиоизлучении планеты, которое и генерируется в ее радиационных поясах.

При наблюдениях Юпитера в дециметровом диапазоне ($\lambda > 15 \text{ м}$) обнаруживаются серии мощных всплесков радиоизлучения продолжительностью от $0,3$ до 2 с . Природа их пока не ясна. Вероятнее всего, здесь в магнитосфере Юпитера разыгрываются явления, до некоторой степени аналогичные тем, которые происходят на Солнце — в ней генерируются различные типы плазменных волн, трансформирующих энергию механических колебаний в излучение. С этой точки зрения немало важно то, что все 16 спутников Юпитера движутся внутри его магнитосферы. Это по-видимому, приводит к искажению формы радиационных поясов, к образованию в них локальных возмущений и плазменных колебаний.

По-видимому, Юпитер состоит из небольшого силикатного ядра, твердой водородно-гелиевой оболочки и мощной протяженной атмосферы, в нижней части которой водород и гелий могут быть в жидком состоянии.

Согласно расчетам температура в недрах планеты может достигать 25000 К , давление $30\text{—}100$ млн. атмосфер, плотность — 10 г/см^3 . Однако условия, благоприятные для термоядерного синтеза, создаются в недрах небесных тел, если их массы примерно в 100 раз больше массы Юпитера. Отсюда следует, что источником энергии, излучаемой сейчас Юпитером, может быть

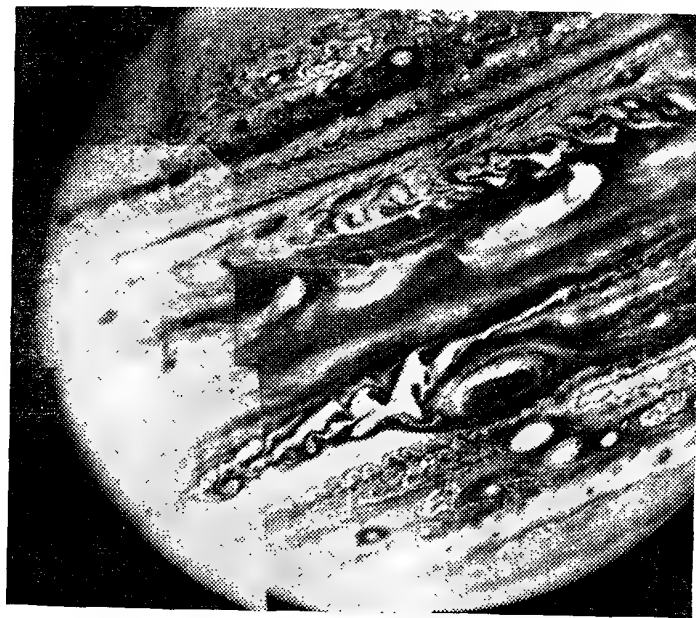


Рис. 113. Составной снимок Юпитера, полученный с «Вояджера-1», (Альбом снимков НАСА, март 1979 г.)

лишь гравитационное сжатие, сопровождающееся переходом водорода в металлическую фазу.

Четыре из 16 спутников Юпитера — Ио, Европа, Ганимед и Каллисто — были открыты еще Галилеем. Их средние визуальные величины равны $4,8^m, 5,2^m, 4,5^m, 5,5^m$, так что эти спутники хорошо видны в бинокль. Синодические периоды обращения спутников вокруг Юпитера равны соответственно $1,77, 3,55, 7,17$ и $16,75$ суток. По своим размерам и массе они могли бы быть названы близнецами Луны. Остальные спутники Юпитера

имеют размеры в 50—100 раз меньше, причем четыре внешние спутника обращаются вокруг планеты в обратную сторону.

В 1979 г. около Юпитера прошли космические аппараты «Вояджер 1 и 2» (США). Были получены изображения планеты и ее спутников с близких расстояний (рис. 113 и 114). При этом удалось зафиксировать несколько извержений вулканов на спутнике Ио. Была обнаружена также окружающая Юпитер система колец. По одной из моде-

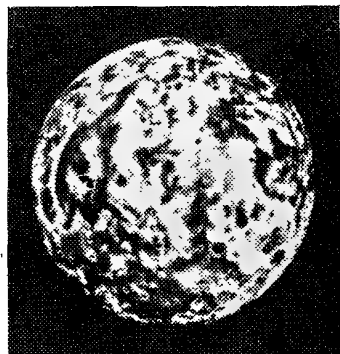


Рис. 114. Спутник Юпитера Ио. Снимок получен с «Вояджера-1». (Альбом снимков НАСА, март 1979 г.)

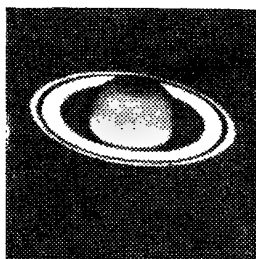


Рис. 115. Вид Сатурна в телескоп

лей, главное кольцо — это тор, радиус которого равен 15 000 км. С его внешней стороны имеется еще одно кольцо из более разреженного вещества. Здесь уместно отметить, что еще в 1955 г. С. К. Всехсвятский (1905—1984) (СССР) на основе изучения комет высказал предположение о существовании мощных вулканических процессов на планетах и спутниках планет, что блестяще подтвердилось снимками, сделанными «Вояджером-1».

Сатурн. Сатурн (рис. 115) является вторым по величине гигантом среди планет Солнечной системы. Его экваториальный радиус равен 60 000 км, а масса в 95 раз больше массы Земли. Отсюда следует, что средняя плотность Сатурна составляет всего 0,7 г/см³, т. е. почти в восемь раз меньше земной и в два с лишним раза меньше, чем у Солнца. Это свидетельствует о том, что планета состоит главным образом из водорода с примесью гелия,

Один оборот вокруг оси Сатурн совершает за 10,25 часа. В результате столь быстрого вращения он сплюснут у полюсов: полярный радиус планеты на 6000 км (т. е. на 10 %) меньше экваториального. Это сжатие хорошо заметно при наблюдениях планеты в телескоп.

Так как Сатурн находится на расстоянии 9,58 а. е. от Солнца, то поток солнечной энергии, приходящейся на единицу его поверхности, в 90 раз меньше, чем на Земле, и Солнце может нагреть его до температуры всего 80 К. На самом же деле наблюдаемая температура атмосферы планеты выше и равна 90 К. По-видимому, Сатурн, как и Юпитер, находится в состоянии медленного гравитационного сжатия.

Наблюдения Сатурна в радиодиапазоне указывают на некоторое возрастание яркостной температуры с длиной волны. Так, при $\lambda = 3,5$ и 10 см она равна соответственно 106 К и 196 К. Анализ показывает, что излучение Сатурна на этих длинах волн также является нетепловым. Очевидно, что Сатурн, как и Юпитер, обладает магнитным полем и радиационными поясами.

Сатурн имеет 23 спутника и кольцо, благодаря которому он является наиболее популярным объектом звездного неба. Кольцо (рис. 116) состоит из частиц, инфракрасные спектры которых, согласно наблюдениям Дж. П. Койпера (1905—1973) (США) и В. И. Мороза (СССР), напоминают спектры обычного инея. Размеры частиц — от нескольких сантиметров до метров, каждая из них движется по своей кеплеровой орбите. Толщина кольца, по-видимому, не превышает 4 км, так что в целом его можно назвать полупрозрачным: свет звезды, зашедшей за кольцо, ослабляется всего в 2—5 раз.

Многолетние наблюдения кольца Сатурна в телескопы привели к выводу, что необходимо различать внешнее кольцо А, отделенное от «светлого кольца» В щелью Кассини, и внутреннее, «креповое», кольцо С. По мере прохождения вблизи Сатурна космических аппаратов «Пионер-11» (1979 г.), «Вояджер-1» (1980 г.) и «Вояджер-2» (1981 г.) пришлось говорить сначала о системе колец DCBAFGE, позже — о сотнях и тысячах колец и даже о «безумном мире колец» (рис. 116). Начинается эта система колец непосредственно у поверхности Сатурна, радиус же внешнего кольца Е

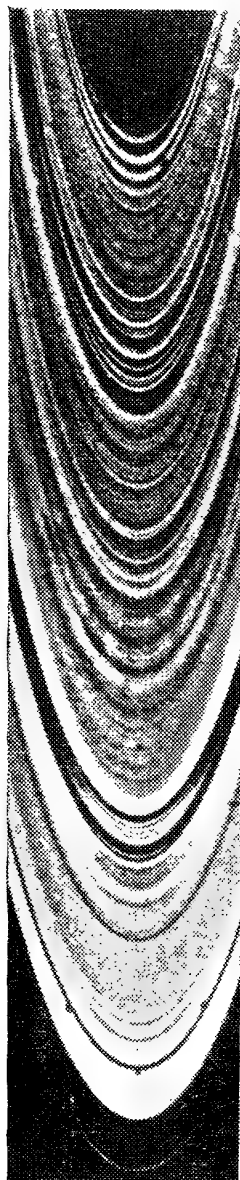


Рис. 116. Тонкая структура колец Сатурна

превышает 900 000 км. Моделью кольца может быть диск толщиной в 1 мм и диаметром около 250 м.

Из-за постоянных столкновений частиц, составляющих кольца, одни из них должны тормозиться и переходить на более близкие к планете орбиты, другие, получив большую скорость, уходить из системы. И здесь неминуемо возникает вопрос: если система колец образовалась несколько миллиардов лет назад (а других предположений нет), то почему она существует до сих пор, каков механизм, поддерживающий ее устойчивость. Ответов на эти вопросы пока нет.

В «безумном мире колец» видны поистине удивительные явления. Так, на снимках 1979 и 1980 гг. кольцо F выглядело как бы скрученным из двух тонких компонентов, которые переплелись между собой. В 1981 г. кольцо F выглядело уже совершенно «обычно». Возникло предположение, что «виноваты» в этом два небольших спутника (их неофициальное название — «овечьи пастухи»), которые движутся с обеих сторон этого кольца.

На фоне средней части кольца В появляются темные или светлые (в зависимости от освещения) зубцы — спокки, время развития которых измеряется 15—60 минутами. В своем обращении вокруг планеты они отстают от движения самих колец и к тому же пере-

мешаются радиально со скоростями от 3,5 до 15 км. Природа их остается неясной. Как полагают, здесь определенную роль могут играть электростатические силы, возникающие при электризации соприкасающихся частиц. Возможно, спокки — что-то похожее на ледяную взвесь или пыль, которая удерживается силами электростатического взаимодействия над плоскостью колец.

Шестой по счету спутник Сатурна — Титан (его визуальная величина может достигать $8,4^m$) имеет диаметр 5150 км и является одним из крупнейших спутников в нашей планетной системе. Он окружен атмосферой в десять раз массивнее земной (!), состоящей главным образом из азота с примесью углеводородных соединений — метана, этана и др. Не исключено, что на полюсах этого спутника существуют озера из жидкого азота... На расстоянии 20,4 радиуса планеты он обращается вокруг нее за 15,95 суток. Размеры остальных спутников Сатурна в 5—10 раз меньше, их визуальные величины $+9,7^m$ — $+18,5^m$. При своем движении вокруг планеты они всегда обращены к ней одной и той же стороной.

Восьмой спутник, Япет, как и Титан, интересен еще и тем, что имеет весьма неоднородную окраску: одно из его полушарий отражает 35 % солнечного света, тогда как другое — всего 7 %. Поэтому блеск спутника при его орбитальном движении вокруг Сатурна меняется почти на 2^m , т. е. примерно в шесть раз. Светлая (передняя по ходу движения на орбите) полусфера Япета покрыта, очевидно, льдом, тогда как темная — сильно загрязненным снегом или же грунтом, напоминающим лунный. Такая же неоднородность в яркости полушарий характерна и для трех других спутников Сатурна — Фетиды, Дионы и Энцелада.

Уран. В противостоянии эта планета имеет звездную величину $5,8^m$. Его радиус равен 25 350 км, что почти в 4 раза больше радиуса Земли. Уран обращается вокруг Солнца как бы лежа: наклон оси его вращения к плоскости орбиты составляет -8° . Поэтому и направление вращения самой планеты и обращения ее 15 спутников является обратным (оно происходит не против, а по часовой стрелке). Это обстоятельство явилось «камнем преткновения» для многих космогонических гипотез.

Температуру атмосферы планеты определить очень трудно, так как ее тепловое излучение в инфракрасном

и радиодиапазоне едва поддается измерениям. По-видимому, даже в подсолнечной точке она не превышает величины 70 К. Аммиак при такой температуре находится уже в твердом состоянии. Поэтому в спектре планеты заметны лишь сильные линии метана и водорода.

В 1977 г. при фотоэлектрических наблюдениях покрытия Ураном звезды 9-й величины у этой планеты была обнаружена система колец, хотя и менее плотных, чем кольца Сатурна. Четыре из пяти колец имеют ширину около 14 км, а пятое 50—100 км. Кольца Урана расположены на расстояниях от 18 до 25 тыс. км от поверхности планеты, т. е. они находятся внутри предела Роша.

Нептун и Плутон. С 1980 по 2000 год Плутон находится ближе к Солнцу, чем Нептун — таков характер его орбиты. Видимые величины этих планет в среднем противостоянии $7,6^m$ и $14,7^m$. Радиус Нептуна равен 25 270 км, его атмосфера состоит из молекулярного водорода с примесью метана. Радиус Тритона (одного из двух спутников Нептуна) около 3000 км, а масса вдвое больше, чем у Луны. Обращается Тритон вокруг Нептуна в обратном направлении.

Здесь уместно вспомнить о гипотезе, согласно которой в прошлом Плутон был спутником Нептуна. Взаимные возмущения Тритона и Плутона будто бы привели к тому, что последний был выброшен из системы Нептуна, а первый перешел на орбиту с обратным движением и большим (20°) наклоном к экватору планеты.

О Плуtone долгое время было известно очень немного. Но в 1978 г. Дж. Кристи (США) обнаружил у Плутона спутник, плоскость орбиты которого наклонена к плоскости орбиты самой планеты на угол $i = 65^\circ$. Спутник обращается на расстоянии 20 тыс. км от центра планеты с периодом 6,39 суток. Из формулы (1.5) следует, что масса системы «планета — спутник» равна $0,0025M_\oplus$, т. е. она в 5 раз меньше массы Луны. Поэтому радиус Плутона равен 1500 км. По оценкам радиус спутника порядка 650 км, а его масса примерно в 12 раз меньше массы Плутона.

Диаграмма масса — радиус для планет. Выше было отмечено, что равновесие любого небесного тела — Солнца, звезды или планеты описывается уже известным нам соотношением (6.5). В каждой точке на рас-

стоянии r от центра планеты вещество сжато весом вышележащих слоев. При заданной массе планеты уравнение (6.5) позволяет вычислить ее размеры, а также плотность и давление на различных глубинах. Для этого необходимо знать общие свойства вещества (чистого водорода, гелия или смеси нескольких химических элементов) и особенности его поведения при различных давлениях и температурах. Другими словами, необходимо иметь уравнение состояния вещества. Для идеального газа таковым является уравнение (6.4).

При расчете внутреннего строения планет — сравнительно холодных небесных тел, необходимо учесть, в частности, что при повышении давления водород переходит в газообразное состояние (при этом исчезает различие между водородом газообразным и твердым), далее в твердый металлический водород и жидкий металлический водород. Аналогично при высоких давлениях металлизуются и другие вещества. Их свойства во всех

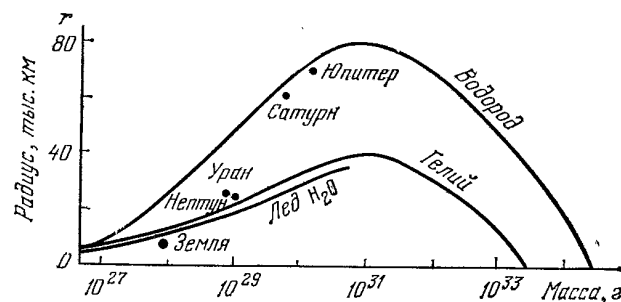


Рис. 117. Диаграмма масса — радиус для холодных небесных тел

агрегатных состояниях изучаются квантовой механикой и статистической физикой.

На рис. 117 представлена диаграмма масса — радиус, рассчитанная для небесных тел, состоящих из холодного водорода, гелия и льда. Каждой заданной массе соответствует определенное значение радиуса тела. Видно, что с ростом массы радиус планеты сначала увеличивается, а затем должен уменьшаться. Это сказывается все усиливающееся самопритяжение вещества и его способность переходить во все более уплотненные агрегатные состояния. Максимальный радиус чисто водородной планеты не может быть больше 80 000 км.

На этой же диаграмме Юпитер и Сатурн расположились недалеко от кривой тел из чистого водорода. В данном случае все «на своем месте». Эти планеты состоят из водорода с примесью гелия и небольшого количества других химических элементов. Планеты Уран и Нептун расположены вблизи кривой чисто гелиевых тел. Расчет внутреннего строения этих планет приводит к выводу, что их вещество содержит в значительном количестве химические элементы, более тяжелые, чем водород и гелий. Вполне возможно, что, как это следует из одного из вариантов моделей, в веществе Урана и Нептуна содержится около 50 % воды, около 20 % водорода, столько же метана и около 5 % аммиака. Более подробный рассказ о внутреннем строении планет читатель может найти в книге: Жарков В. Н. Внутреннее строение Земли и планет. — 2-е изд. — М.: Наука, 1983.

Были проведены расчеты элементов орбиты десятой планеты Солнечной системы. Не исключено, что их за орбитой Плутона находится несколько. Однако обнаружить такую планету очень трудно: ее видимая величина не превышает 17^m , а смещение среди звезд за год составляло бы всего около $0,5^\circ$.

Меньшие члены Солнечной системы

Астероиды. Еще в XVIII в. И. Тициусом (1729—1796) и И. Боде (1747—1826) было замечено, что расстояния планет до Солнца можно представить простой зависимостью

$$r = 0,4 + 0,3 \cdot 2^n \text{ а. е.}$$

Так, для Меркурия при показателе степени $n = -\infty$ имеем $r = 0,4$ (на самом же деле оно равно 0,387), для Венеры $n = 0$, $r = 0,7$ (на самом деле — 0,723), Земли $n = 1$, $r = 1,0$, для Марса при $n = 2$ имеем $r = 1,6$ (истинное значение 1,523). Следующей планетой является Юпитер. Но при $n = 3$ находим $r = 2,8$, тогда как Юпитеру соответствует $n = 4$ и $r = 5,2$ (должно бы быть 5,203). Для Сатурна при $n = 5$ находим $r = 10,0$ (на самом деле 9,546). Отсюда следовало, что на расстоянии от Солнца $r = 2,8$ а. е. должна находиться какая-то планета!

В 1796 г. 24 астронома создали общество, поставившее перед собой цель обнаружить эту неизвестную

планету. И все же открытие было сделано человеком, который даже не подозревал о существовании этого общества. В ночь на 1 января 1801 г. сицилийский астроном Джузеппе Пиацци (1746—1826) случайно обнаружил звездный объект, координаты которого заметно менялись от ночи к ночи. Расчеты показали, что этот объект движется по эллиптической орбите, большая полуось которой $r = 2,77$. Эта первая из *малых планет* была названа Церерой по имени античной богини плодородия, считавшейся покровительницей Сицилии. Вскоре были открыты еще три астероида — Паллада, Юнона и Веста.

На 1 ноября 1983 г. уже зарегистрировано, т. е. получило номера и названия, 2958 астероидов (этот термин, дословно означающий «звездообразный», ввел В. Гершель), орбиты которых хорошо изучены. Крупнейшая из них, Церера, имеет диаметр около 1000 км, диаметр Паллады 608 км, Весты 538 км, Юноны 248 км, размеры подавляющего большинства других не превышают 5—10 км. Среднее расстояние астероидов до Солнца $r = 2,75$ а. е., причем для 97 % из них большая полуось орбиты находится в пределах $2,17 < a < 3,65$. Видимая величина ярчайшей из малых планет — Весты в противостоянии равна $6,5^m$.

Эксцентриситеты орбит больших планет не превышают величины $e \approx 0,25$, а углы наклона орбит к плоскости эклиптики $i \leq 17^\circ$. У малых планет эксцентриситет достигает величины $e \approx 0,83$, а угол наклона $i \leq 52^\circ$. Впрочем, лишь у 40 из них $e > 0,34$ и у 100 $i > 20^\circ$. Любопытно, что каждый крупный астероид как бы окружен «семейством» из нескольких десятков более мелких тел. Таких семейств известно уже свыше 50.

Некоторые астероиды обращаются вокруг Солнца по очень вытянутым орбитам. Они получили мужские имена. Дальше всего от Солнца обращается Гидальго — на расстоянии $a = 5,71$ а. е. от него. Ближе всего к Солнцу подходит Икар — на расстоянии всего 28 млн. км. В середине июня 1968 г. этот астероид прошел на расстоянии около 7 млн. км от Земли. Параметры орбиты Икара следующие: $a = 1,08$ а. е., $T = 1,1$ года, $e = 0,83$, $i = 23^\circ$. Диаметр астероида равен всего 1,5 км.

В подобных случаях всегда возникает вопрос: а может ли астероид столкнуться с Землей и какими бы были последствия такой встречи. Расчет показывает, что сближение Икара с Землей может произойти один

раз на протяжении миллиарда лет. Поэтому реальной угрозы этот астероид не представляет. Далее, энергия движения этого астероида равна приблизительно энергии одной термоядерной бомбы, поэтому такая встреча была бы катастрофой лишь локального значения.

Расчет показывает, что число астероидов с размером больше 1 км может достигать 30 000, а с диаметром меньше 1 км — сотен миллионов. Другими словами, пространство между Марсом и Юпитером заполнено огромным количеством твердых обломков. Являются ли они остатками некогда существовавшей здесь планеты, для которой было даже предложено название «Фаэтон»? По-видимому, нет. Очень трудно «реконструировать» планету, исходя из наблюдаемого распределения малых планет по массам, энергиям и параметрам орбит. Все это легче объясняется предположением, что они произошли в результате дробления не одного, а 5—30 отдельных тел большого размера.

Как оказалось, некоторые астероиды имеют спутники. Это было установлено при наблюдениях покрытий астероидами звезд. По-видимому, это просто обломки более крупного астероида, летящие совместно и постепенно расходящиеся в пространстве. Взаимное притяжение их ничтожно.

Кометы. Слово «комета» в переводе с греческого означает «длинноволосый», «хвостатый». Во введении мы уже отмечали, что их принадлежность к семье небесных светил установил Тихо Браге. Выдающимся представителем этой группы небесных тел является комета Галлея (рис. 118).

К началу 1982 г. уже зарегистрировано появление более 1100 комет. Обычно они обозначаются по фамилиям лиц, их открывших. Некоторые кометы возвращаются к Солнцу по несколько раз (каждая четвертая из новооткрытых), другие появляются около него один раз и, по-видимому, навсегда уходят в межзвездное пространство. Виной этому большие планеты, возмущающие орбиты комет. Ведь до сих пор не было обнаружено ни одной кометы, которая, приближаясь к Солнцу, явно двигалась бы по гиперболической орбите до того, как она вошла в сферу влияния больших планет. Это дает основание предполагать, что система больших планет окружена плотным облаком комет, обращающихся вокруг Солнца по эллиптическим орбитам, для которых величина средней полуоси составляет около

150 000 а. е. Такое облако может насчитывать около 100 млрд. комет. Своим притяжением звезды и большие планеты постепенно возмущают орбиты этих удаленных объектов и «забрасывают» по нескольку комет ежегодно в ближайшие окрестности Солнца.

В среднем ежегодно наблюдается около десяти комет, а в 1977 г. эта цифра была рекордной — 25, причем 15 из них наблюдались ранее, а 10 — в первый раз. Но эффектных комет, хорошо видных невооруженным глазом, бывает всего 5—6 в столетие. Большинство же комет видны только в телескоп в виде небольшого мутного пятна, без хвоста.

Периодических комет, которые в наше время регулярно возвращаются к Солнцу, сейчас насчитывается 121. Наименьший период обращения вокруг Солнца ($T=3,3$ года) имеет комета Энке — Баклунда, открытая в 1786 г. Наибольший период ($T=164,3$ года) у кометы Григга — Меллиша, открытой в 1742 г.

Любопытно, что лишь у трех комет эксцентриситет $e < 0,40$. Кроме того, кометы отличаются от малых планет большим разнообразием углов наклона к плоскости эклиптики. Это и дает основание предполагать, что между астероидами и кометами нет генетической связи.

Период обращения вокруг Солнца кометы Галлея меняется от 74 до 79 лет, большая полуось орбиты $a = 17,8$ а. е., эксцентриситет $e = 0,97$, наклонение орбиты $i = 162,2^\circ$. Комета прошла через перигелий 9 февраля



Рис. 118. Комета Галлея в 1910 г.

1986 г. Следующее возвращение кометы Галлея к Солнцу ожидается в 2061 г.

На больших расстояниях от Солнца кометы представляют собой глыбы твердого вещества — обыкновенного льда и льда из метана и аммиака. В них «вморожены» и частицы метеорного вещества, содержащего силикаты и металлы. Верхняя граница массы кометы составляет около 10^{-6} массы Земли или 10^{22} г. Это число получено из тех соображений, что при сближении комет с планетами у последних никогда не наблюдалось возмущений орбит. Для пяти наиболее крупных комет оценки их масс дали от $5 \cdot 10^{16}$ до $6 \cdot 10^{22}$ г.

При приближении к Солнцу лед начинает испаряться. Вокруг ядра кометы, начальные размеры которого не превышают 5—10 км, образуется протяженная оболочка — *кома*. Под действием светового давления и солнечного ветра часть газов комы отталкивается в сторону, противоположную Солнцу, образуя *хвост* кометы. Иногда размеры комы достигают величин, сравнимых с диаметром Солнца. Так, например, диаметр комы сверхгигантской кометы Холмса в 1882 г. был равным 1,5 млн. км, а длина ее хвоста достигала 300 млн. км.

Изменение величины светового потока от кометы представляют обычно формулой

$$I = \frac{I_0}{\Delta^2 r^n},$$

где Δ — расстояние кометы от Земли в а. е., r — ее расстояние от Солнца, I_0 — поток при $\Delta = r = 1$ а. е. Если бы свечение кометы было связано лишь с рассеянием солнечных лучей в постоянном объеме газа, образующего кому, то показатель степени n был бы равен двум. На самом же деле $2 < n < 6$ при среднем значении $n = 4$. Это является подтверждением того, что количество газа в коме существенно зависит от расстояния кометы до Солнца.

Метеоры и метеориты. Метеором называется световое явление, возникающее на высоте от 130 до 80 км при вторжении в земную атмосферу частиц — метеорного тела из межпланетного пространства. Скорости движения метеорных тел по отношению к Земле могут быть различными — от 11 до 75 км/с в зависимости от того, догоняет ли метеорное тело Землю при ее обращении вокруг Солнца или же движется ей навстречу.

На протяжении суток можно зарегистрировать около 28 000 метеоров, видимая величина которых $m = -3^m$. Масса метеорного тела, вызывающего такое явление, составляет всего около 5 г. Метеоров, имеющих звездную величину $m + 1$, в среднем в 2,5 раза больше, чем m -й величины. Соответственно во столько же раз меньше их масса.

Кроме единичных (спорадических) метеоров несколько раз в год можно наблюдать целые *метеорные потоки* (метеорные дожди). И если обычно за один час наблюдатель регистрирует 5—15 метеоров, то во время метеорного дождя — сто, тысячу и даже до 10 000. Это означает, что в межпланетном пространстве движутся целые рои метеорных частиц. Метеорные потоки на протяжении нескольких ночей появляются примерно в одной и той же области неба. Если их следы продолжить назад, то они пересекутся в одной точке, которая называется *радиантом* метеорного потока.

Не менее чем в десяти случаях надежно установлена тесная связь метеорных потоков с кометами. Типичным примером являются обильные метеорные дожди, наблюдавшиеся в 1877, 1885, 1892, 1899 годах. Они были вызваны прохождением Земли через рой метеорных частиц, двигавшихся по орбите кометы Биэлы. Эта комета была открыта в 1826 г.; она имела период обращения вокруг Солнца 6,6 года, а ее орбита проходила близко к орбите Земли. В 1845 г. на глазах у многих наблюдателей комета Биэлы распалась на две части, а после 1852 г. вообще не наблюдалась. Очевидно, после испарения льдов, цементирующих ядро кометы, произошел его распад на мелкие части, которые и послужили в дальнейшем «материалом» для метеорных дождей.

Таким образом, источником практически всех малых метеорных частиц являются, по-видимому, кометы. И, наоборот, крупные метеорные тела имеют астероидное происхождение.

В отдельных случаях крупное метеорное тело при своем движении в атмосфере не успевает испариться и достигает поверхности Земли. Этот остаток метеорного тела называется *метеоритом*. На протяжении года на Землю выпадает примерно 2000 метеоритов. В настоящее время во многих музеях мира хранится не менее 500 тонн метеоритного вещества. Расчет показывает, что в виде метеоритов и метеорной пыли за сутки на

Землю выпадает около 10 тонн вещества, что за время 2 млрд. лет дает слой толщиной около 10 см.

В зависимости от химического состава метеориты подразделяются на каменные хондриты (их относительное количество 85,7 %) каменные ахондриты (7,1 %), железные (5,7 %) и железокаменные метеориты (1,5 %). Древнегреческое слово «хондрос» означает «пшеничное зерно». *Хондрами* называют мелкие круглые частицы (размером от нескольких микрон до сантиметра) серого цвета, часто с коричневым оттенком, обильно вкрапленные в каменную массу. Иногда хондры занимают до 50 % объема метеорита.

Каменные метеориты, в которых хондр нет, называются ахондритами. Анализ показал, что в хондрах содержатся практически все химические элементы, причем (за небольшими исключениями) в том же отношении, что и в атмосфере Солнца. Это согласие значительно хуже, если сравнивать хондры с земными породами.

Вещество, окружающее хондры, как и земные породы, состоит из силикатных минералов. В нем около 37 % оливина и около 23 % ортопироксена. Кроме того, в нем содержатся также минералы металлического никелистого железа — камасит ($\text{Fe}_{93}\text{Ni}_7$) и тэнит ($\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35}$) — соответственно около 18 и 1 %, а также сульфидный минерал троилит (FeS).

Железные метеориты практически полностью состоят из никелистого железа. И вот тут-то кроется одна из интереснейших загадок природы, так как этот минерал мог образоваться лишь в результате плавления первичного вещества, образующего достаточно массивное тело, чтобы в нем под действием силы тяжести могло произойти отделение металлов от более легкой силикатной магмы.

В 1804 г. английский минералог В. Томсон (1761—1806) заметил, что если отполированную поверхность железного метеорита протравить кислотой, на ней «проявляются» своеобразные фигуры — системы продольных и поперечных полос. На самом деле эти полосы являются тонкими пластинами, состоящими из никелистого железа — камасита, в котором содержится 6—7 % никеля. Пространство между пластинами камасита заполнено сплавом тэнита, содержащим никель в количестве от 30 до 50 %. Спустя четыре года то же открытие независимо сделал австрийский ученый и промышленник

А. Б. Видманштеттен (1753—1849), по имени которого и были названы упомянутые фигуры.

Все попытки создать видманштеттеновы фигуры в лабораторных условиях заканчиваются неудачей, хотя теория этих процессов уже разработана, а моделирование процесса роста видманштеттеновых фигур успешно проводится с помощью электронных вычислительных машин. Оказалось, что «расслоение» никелистого железа происходит в веществе, которое было первоначально разогрето до температуры около 2300 К. После охлаждения до 1670 К металл начинает кристаллизоваться и при понижении его температуры до 1170 К он существует в виде однородного сплава — тэнита. При дальнейшем охлаждении вещества эта однородность нарушается, и при температурах 900—1000 К в нем появляются кристаллы камасита.

Из расчетов следует, что наблюдаемая структура железных метеоритов образуется в случае, если в интервале температур примерно от 9 до 1700 К вещество охлаждается на 1—10 кельвинов за миллион лет.

Известно, что за счет высокой теплопроводности металл остывает очень быстро. Так, расплавленный металлический шар диаметром 1 км полностью остывает всего за 1000 лет. Отмеченное выше условие охлаждения выполняется в случае, если формирование вещества железных метеоритов происходило в недрах объекта радиусом 100—200 км, окруженного теплоизолирующим каменистым слоем.

Анализ показывает, что хондриты также должны были разогреваться до температур около 700—1300 К и что скорость их остывания была такой же медленной, как и железных метеоритов. Наблюдаемая структура могла образоваться, если вещество хондритов находилось на глубине нескольких десятков (30—50) километров.

Из сказанного выше как будто следует, что «родительским телом» метеоритов могли быть астероиды, ведь их размеры неплохо согласуются с расчетными. Но здесь возникает важный вопрос: каким образом первичное вещество было нагрето до температур, при которых могло произойти расплавление и дифференция вещества?

Таким источником тепла не могли быть радиоактивные изотопы калия, урана и тория, активно разогревавшие недра Земли. Во-первых, для этого их содержание

должно было быть примерно в четыре раза больше, чем было на самом деле. Во-вторых же, в этом случае скорость остывания вещества была бы значительно меньше, так как периоды полураспада этих изотопов слишком велики.

Предполагается, что источником тепла в метеоритном веществе были быстротечные радиоактивные изотопы, которые сегодня практически уже не встречаются. Наиболее вероятным из них считается изотоп алюминия ^{26}Al , период полураспада которого равен всего 720 000 лет.

Но если все сказанное здесь верно, то возникает новый вопрос: какие процессы на ранней стадии развития планетной системы привели к образованию значительного количества этого изотопа?

Крупнейший из известных, железный метеорит Гоба массой 60 т находится в Юго-Западной Африке, другой, массой 50 т хранится в нью-йоркском Музее естественной истории. Масса найденных осколков упавшего в 1947 г. на территории СССР Сихоте-Алинского метеорита достигает 23 тонн.

Если в атмосферу Земли влетает метеоритное тело, масса которого превышает 10^5 т, то оно углубляется в грунт на 4—5 своих диаметров, вся его огромная кинетическая энергия превращается в тепло. Возникает сильнейший взрыв, при котором метеорное тело в значительной степени испаряется. На месте взрыва образуется воронка (кратер) или, как ее теперь иногда называют, «астроблема» (что в переводе с греческого означает «космическая рана»).

Одним из наиболее эффектных является метеоритный кратер в штате Аризона (США). Его диаметр достигает 1200 м, а глубина — 175 м, вал кратера поднят над окружающей пустыней на высоту около 37 м. Возраст кратера около 5000 лет.

В последнее время методами гравиметрической разведки и аэрофотосъемки на поверхности Земли обнаружено около 115 гигантских астроблем, из них более 10 в Канаде. В частности, давними метеоритными кратерами являются озера Восточный и Западный Клируотер с диаметром соответственно около 20 и 32 км, а также озеро Маникуган диаметром 65 км. Диаметр дуги Настапока в Гудзоновом заливе равен 440 км. Давним метеоритным кратером является, вероятно, и так назы-

ваемая Пучеж-Катунская впадина около Горького, ее диаметр примерно 65 км.

До сих пор ведутся споры о природе Тунгусского метеорита. Известно, что во время его падения утром 30 июня 1908 г. был разрушен лесной массив на площади 2150 км², причем на площади около 250 км² лес был обожжен световой вспышкой, а в радиусе примерно 30 км вокруг эпицентра произошло перемагничивание почв. Согласно оценкам энергия взрыва составила $(4—8) \cdot 10^{23}$ эрг, что соответствует тротиловому эквиваленту 10—20 Мт (т. е. она в 500—1000 раз превышает мощность атомной бомбы, сброшенной на Хиросиму). Наиболее вероятной представляется гипотеза, высказанная еще в 1930 г. Ф. Уипплом (США), согласно которой роль метеорного тела в данном случае «сыграла» комета, ядро которой состояло главным образом из углистых хондритов, «склеенных» кометными льдами.

И, наконец, как установлено радиоактивным методом, возраст метеоритов достигает 4,5 млрд. лет, что в целом согласуется с данными о возрасте Земли. Это число и является нижним пределом возраста Солнечной системы в целом.

7. ФИЗИКА ЗВЕЗД

От наблюдений к диаграмме

Многообразие в мире звезд. Уже с детства мы привыкаем к тому, что окружающий нас звездный мир является удивительно многообразным. Звезды различаются между собой по яркости, имеют неодинаковый цвет. Исследование их с помощью телескопов показывает, что это многообразие является еще более впечатляющим.

Так, эффективные температуры различных звезд находятся в пределах от 3000 до 50 000 К, хотя и эти пределы являются весьма условными. Звезды существенно различаются между собой по светимости. Наиболее мощные излучают в единицу времени в два-три миллиона раз больше, а наиболее слабые — в сотни тысяч раз меньше, чем Солнце. Наибольшую светимость в Галактике имеет звезда HD 93 129 А, находящаяся в комплексе η Киля: ее болометрическая абсолютная звездная величина $M_b \approx -11,5^m$ и, следовательно, светимость $L \approx 3,2 \cdot 10^6 L_\odot$. Для хорошо исследованной звезды ζ Кормы найдено: $M_b = -10,6^m$, $L = 1,4 \cdot 10^6 L_\odot$, звезды 9 Стрельца (HD 164 794) $M_b = -10,55^m$.

То же можно сказать и о размерах звезд. Есть звезды-гиганты и сверхгиганты, радиусы которых в тысячи и десятки тысяч раз больше солнечного. И наоборот, радиусы звезд-карликов в десятки и сотни, а если иметь в виду еще и нейтронные звезды, то и в десятки тысяч раз меньше радиуса Солнца.

Несколько уже «разнобой» в массах звезд. Две наиболее массивные звезды, которые в каталоге Генри Дрепера значатся под номером 47 129 и которые образуют двойную систему, (именуемую звездой Пласскетта), имеют массу по $50 M_\odot$ каждая. Наименьшая из известных — масса спутника звезды ϵ Эридана, она равна 0,006 массы Солнца. Впрочем, в данном случае следует говорить уже не о звезде, а об объекте, по своей при-

роде близком к планетам. Несколько больше масса спутника звезды 61 Лебеда — $0,008 M_\odot$.

Определить из наблюдений тот или другой параметр звезды задача весьма трудоемкая. Но трудности не исчерпываются этим. Необходимо провести статистический анализ полученных данных, чтобы таким путем получить определенные выводы о закономерностях внутреннего строения звезд, о путях их эволюции. Вот почему, как только были определены параметры нескольких сотен звезд, возник вопрос: а нет ли между ними определенных физических связей, которые можно было бы вскрыть статистическими методами?

Такие физические зависимости и в самом деле были обнаружены. Мы имеем в виду прежде всего последовательности звезд, которые они образуют на диаграмме спектр — светимость. И как без шахматной доски немислима игра в шахматы, так без диаграммы спектр — светимость (или, что то же самое, диаграммы цвет — величина) сегодня немислим разговор о путях звездной эволюции.

Диаграмма спектр — светимость. Сопоставление светимостей звезд с их спектральными классами впервые было сделано в 1905—1913 гг. Э. Герцшпрунгом (1873—1967) (Дания) и Г. Н. Ресселом (США), поэтому эту диаграмму часто называют *диаграммой Герцшпрунга — Рессела*. На этой диаграмме по оси абсцисс откладываются спектральные классы звезд (иногда — соответствующие им показатели цвета $B - V$ или эффективные температуры), по оси ординат — светимости звезд L (или абсолютные звездные величины M), поэтому такую диаграмму называют еще *диаграммой спектр — светимость*.

Если бы между светимостями звезд и их спектральными классами не было никакой зависимости, то звезды располагались бы на диаграмме *беспорядочным* образом, заполняя ее равномерно. На самом же деле они образуют на ней несколько *последовательностей*.

В качестве примера рассмотрим диаграмму спектр — светимость для звезд из окрестностей Солнца (рис. 119). Видно, что подавляющее большинство звезд сосредоточено вдоль сравнительно узкой полосы, протянувшейся от левого верхнего угла диаграммы вправо вниз. Эта полоса называется *главной последовательностью*. Положение Солнца на ней отмечено крестиком, звезды Сириус — квадратиком.

Звезды поздних спектральных классов (G—M) с абсолютными величинами около нуля образуют компактную группу *гигантов*. В среднем светимости этих звезд в сто раз больше светимости Солнца. Кругом на

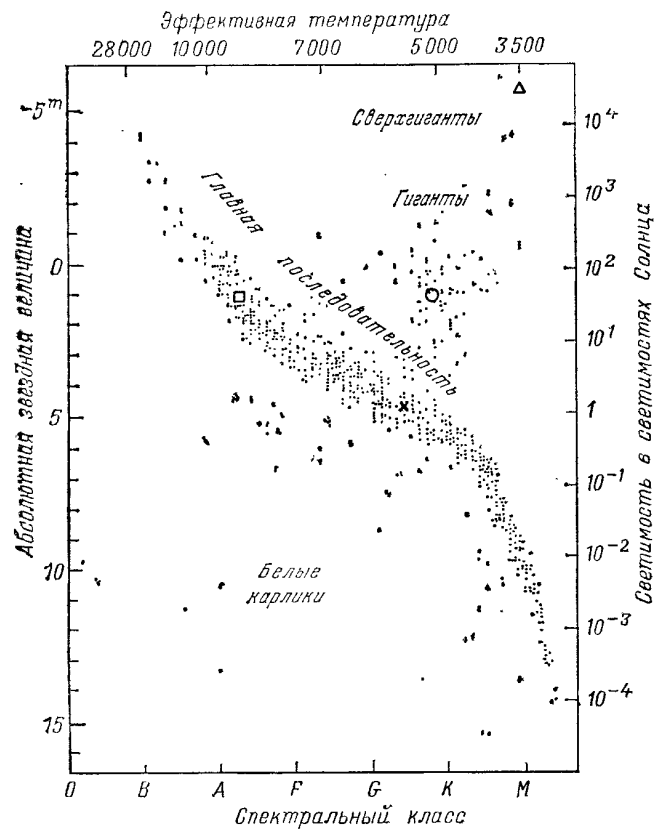


Рис. 119. Диаграмма спектр — светимость для звезд из окрестностей Солнца

диаграмме обозначено положение, типичного представителя звезд этой группы — звезды β Близнецов — Поллукса.

В верхнем правом углу расположились *сверхгиганты*; их типичный представитель — звезда Бетельгейзе. Положение этой звезды на диаграмме обозначено треугольником. Подсчет показал, что вблизи Солнца на

одного сверхгиганта приходится около 1000 гигантов и около 10 000 000 звезд главной последовательности.

Параллельно главной последовательности, но несколько ниже ее расположены звезды, образующие последовательность *субкарликов*. Примечательным является факт, что содержание металлов в атмосферах этих звезд значительно меньше, чем у их соседей тех же спектральных классов — звезд главной последовательности.

И, наконец, в левом нижнем углу диаграммы находятся *белые карлики* — небольшая группа звезд, светимости которых в сотни раз меньше, чем у Солнца.

Соответственно упомянутым последовательностям звезд на диаграмме спектр — светимость сегодня выделяются *классы светимости*. Каждая звезда в зависимости от величины ее светимости и спектрального класса относится к одному из семи классов *светимости*. Сверхгиганты по мере уменьшения их светимостей составляют классы O, Ia, Iab, Ib (их абсолютные визуальные величины в среднем для спектральных классов A0—G0 примерно равны -9^m , -8^m , $-6,5^m$, $-4,8^m$). Гиганты подразделяются на три класса: яркие гиганты составляют класс светимости II, слабые гиганты — класс светимости III, субгиганты — класс светимости IV. Звезды главной последовательности отнесены к классу светимости V, субкарлики — к классу светимости VI и белые карлики — к классу светимости VII. Обычно класс светимости указывается после спектрального класса звезды. Например, наше Солнце — звезда класса G2V.

Распределение звезд по светимостям (или абсолютным звездным величинам) описывается *функцией светимости* $\varphi(M)$. Она указывает на относительное число звезд, имеющих абсолютную звездную величину от M до $M + \Delta M$. На рис. 120 показана функция светимости

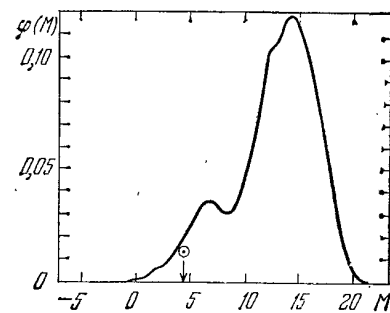


Рис. 120. Функция светимости для звезд из окрестностей Солнца. Стрелкой указана абсолютная величина Солнца

для звезд из окрестностей Солнца, построенная П. П. Паренаго (1906—1960) (СССР) около 40 лет назад. Видно, что среди наших соседей больше всего звезд, светимости которых в 10 000 раз меньше светимости Солнца.

Диаграмма масса — светимость. О том, как из наблюдений находятся светимости и спектральные классы звезд, мы подробно говорили в главах 3 и 4. Здесь упомянем о методах определения важнейшей характеристики звезды — ее массы.

Практически единственным способом определения массы звезды являются исследования двойных звезд. Если две звезды с массами M_1 и M_2 находятся на расстоянии a друг от друга и обращаются с периодом T вокруг общего центра тяжести, то все перечисленные здесь параметры связаны обобщенным законом Кеплера

$$\frac{T^2 (M_1 + M_2)}{a^3} = \frac{4\pi^2}{G}.$$

Если T и a определены из наблюдений, то из этой формулы непосредственно следует сумма масс обеих компонент $M_1 + M_2$. Каждая из компонент описывает свою эллиптическую орбиту вокруг общего центра тяжести. Пусть a_1 и a_2 — величины больших полуосей этих орбит соответственно для компонент с массами M_1 и M_2 . Очевидно, что $a_1 + a_2 = a$. Тогда имеем $a_1/a_2 = M_2/M_1$. Если это отношение полуосей удастся определить, то тем самым удастся найти массу каждой компоненты в отдельности.

В целом эта задача очень трудная, поэтому до сих пор измерены массы немногим более 100 звезд. Но и на основании этого материала установлено, что для большинства звезд главной последовательности между болометрической светимостью звезды и ее массой существует зависимость

$$\frac{L}{L_\odot} \approx \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{3.9}. \quad (7.1)$$

Аналогичные зависимости получены и для звезд других классов светимости.

Как видно из формулы (7.1), светимость звезды, находящейся на главной последовательности, полностью определяется ее массой. Другими словами, именно масса и определяет положение звезды на главной последовательности.

Как же распределены звезды по массам? Число звезд с данной массой M , сформировавшихся в единице объема, определяется *функцией массы*. Наблюдения показывают, что функция массы $F(M)$ можно аппроксимировать выражением

$$F(M) = \frac{C}{M^{2.35}},$$

где C — постоянная. Отсюда, в частности, следует, что звезд с массой $M = 10M_\odot$ примерно в 220 раз меньше, а с массой $M = 0,1M_\odot$ — в 220 раз больше, чем с массой, равной одной массе Солнца.

Взаимосвязи параметров звезд. Сравнивая между собой параметры звезд, принадлежащих той или другой последовательности, удалось установить и ряд других статистических зависимостей между этими параметрами. Так, в частности, для звезд главной последовательности найдено, что светимость звезды связана с ее радиусом соотношением

$$\frac{L}{L_\odot} \approx \left(\frac{R}{R_\odot} \right)^{5.2}. \quad (7.2)$$

Сравнивая формулы (7.1) и (7.2), находим также, что

$$\frac{R}{R_\odot} \approx \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{0.75}. \quad (7.3)$$

Далее, вспомним, что величиной $\epsilon = L/4\pi R^2$ определяется количество энергии, излучаемой единицей поверхности звезды за единицу времени. Учитывая найденные выше связи светимости и радиуса звезды с ее массой и воспользовавшись формулой (3.9), находим зависимость эффективной температуры звезды класса светимости V от ее массы:

$$\frac{T_{\text{эф}}}{T_{\text{эф}\odot}} = \sqrt{\frac{L}{R^2}} \approx \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{0.6}. \quad (7.4)$$

Таким образом, чем меньше масса звезды, тем меньше ее поверхностная температура, тем более поздним будет ее спектральный класс.

Соотношение (7.1) часто используется для оценки массы звезды M , если из наблюдений известна ее светимость. Для этого его удобно переписать в виде

$$\frac{M}{M_\odot} = \left(\frac{L}{L_\odot} \right)^{0.256} = 10^{0.102 (M_\odot - M)} = 3,04 \cdot 10^{-0.102M}. \quad (7.5)$$

Таблица 3

Двадцать самых ярких звезд неба

Название звезды	Видимая величина m	Спектральный класс	Расстояние в парсеках	Светимость ($L_{\odot}=1$)
Сириус (α Большого Пса)	—1,46	A1	2,7	22,4
Канопус (α Килы)	—0,75	F0	55,5	4 700
Арктур (α Волопаса)	—0,05	K2	11,1	107
Вега (α Лиры)	0,03	A0	8,1	51
Толиман (α Центавра)	0,06	G2	1,3	1,3
Капелла (α Возничего)	0,08	G8	13,7	141
Ригель (β Ориона)	0,13	B8	330	81 000
Процион (α Малого Пса)	0,37	F5	3,5	7,4
Бетельгейзе (α Ориона)	0,42	M2	200	22 400
Ахернар (α Эридана)	0,47	B5	31,2	510
β Центавра	0,59	B1	62,5	1 860
Альтаир (α Орла)	0,76	A7	5,0	9,8
Акрукс (α Креста)	0,79	B1	125	6 200
Альдебаран (α Тельца)	0,86	K5	20,8	155
Антарес (α Скорпиона)	0,91	M1	52,5	980
Спика (α Девы)	0,97	B1	47,7	740
Поллукс (β Близнецов)	1,14	K0	10,7	32
Фомальгаут (α Южной Рыбы)	1,16	A3	7,0	13
Денеб (α Лебеда)	1,25	A2	290	24 600
Регул (α Льва)	1,35	B7	25,6	155

Здесь учтено, что абсолютная болометрическая звездная величина Солнца $M_{\odot} = 4,72^m$. Аналогичные формулы получены и для последовательностей гигантов и сверхгигантов. Эти формулы, в частности, дают возможность оценить физические характеристики звезды, если известны ее светимость и спектральный класс.

Некоторые данные о двадцати самых ярких звездах неба приведены в таблице 3.

Внутреннее строение звезд

Политропные модели. Как и Солнце, звезды на протяжении многих миллионов и миллиардов лет находятся в состоянии механического равновесия. Это значит, что на любом расстоянии r от центра звезды сила тяготения уравновешивается давлением P . Условие гидростатического равновесия уже было записано нами ранее в виде (6.5):

$$\frac{dP}{dr} = - \frac{GM(r)}{r^2} \rho. \quad (7.6)$$

Напомним, что здесь $M(r)$ — масса, находящаяся внутри сферы радиуса r , ρ — плотность на расстоянии r от центра звезды, G — постоянная гравитации.

Здесь мы поговорим о том, как рассчитывается распределение плотности, давления и температуры вдоль радиуса звезды, т. е. как рассчитывается модель звезды. Очевидно, что для такого расчета условия (7.6) недостаточно, так как в это уравнение входит также масса $M(r)$, степень концентрации которой к центру заранее не известна, ее как раз и требуется определить из расчетов.

Обозначим через dM массу, находящуюся в тонком сферическом слое толщиной dr . Так как площадь поверхности сферы равна $4\pi r^2$, то объем этого сферического слоя равен $4\pi r^2 dr$, а его масса $dM = 4\pi r^2 \rho dr$. Поэтому прирост массы на единичный интервал расстояния от центра звезды будет равным

$$\frac{dM}{dr} = 4\pi r^2 \rho. \quad (7.7)$$

Система дифференциальных уравнений (7.6) и (7.7) при заданных массе и радиусе звезды определяет ее механическое равновесие. Для конкретных расчетов в недалеком прошлом представлялось более удобным свести эту систему к одному уравнению. Для этого уравнение (7.6) умножается на r^2/ρ и дифференцируется по r , после чего в его правую часть подставляется соотношение (7.7). Таким образом получалось следующее уравнение, связывающее давление и плотность внутри звезды на любом расстоянии r от центра:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(\frac{r^2}{\rho} \frac{dP}{dr} \right) = -4\pi G \rho. \quad (7.8)$$

Чтобы решить это уравнение, необходимо задать связь между давлением P и плотностью ρ . На заре развития теории внутреннего строения звезд предполагалось, что перенос энергии из недр звезды к ее поверхности осуществляется конвекцией. В данном случае давление и плотность связаны друг с другом законом адиабатических изменений (6.11), так что $P = K\rho^\gamma$. Позже было установлено, что степенную зависимость давления от плотности можно распространить и на звезды, находящиеся в состоянии лучистого равновесия. Удобно записать связь давления и плотности в виде

$$P = K\rho^{1+\frac{1}{n}}, \quad (7.9)$$

где K — постоянная. Параметр n был назван *индексом политропы*, а модель звезды, построенной при условии (7.9), — *политропой* индекса n .

Конечно, представление связи давления и плотности в виде (7.9) является своеобразным математическим приемом. Однако (это уместно подчеркнуть еще раз) такое представление физически оправдано. Так, для конвективной модели $n = \frac{1}{\gamma-1} = 1,5$. Случай $n = 0$

соответствует несжимаемому веществу ($\rho = \rho_c = \text{const}$ — однородная звезда), индексом $n = 1$ описывается внутреннее строение Земли (в первом приближении для твердых тел можно принять зависимость $P \sim \rho^2$). Таким образом, представление (7.9) обладает большой общностью. К тому же оно позволяет получить решение уравнения (7.8) численными методами без особенных трудностей.

Расчеты показали, в частности, что чем больше индекс политропы n , тем больше степень концентрации массы к центру звезды. Так, при $n = 1,5$ (конвективная модель) плотность в центре модели ρ_c в 5,99 раза больше средней плотности звезды $\bar{\rho} = \mathcal{M}/\frac{4}{3}\pi R^3$. Если же $n = 3$, то $\rho_c/\bar{\rho} = 54,2$, а при $n = 5$ $\rho_c/\bar{\rho} = \infty$.

В реальных звездных моделях $1,5 \leq n < 5$. Но какое именно значение n ? Ответ на этот вопрос получают в том случае, если задача о механическом равновесии рассматривается совместно с энергетическим равновесием звезды.

Условие лучистого равновесия. При выводе уравнения (7.8), описывающего механическое равновесие звезды, не принималось во внимание, что звезда непрерывно излучает огромное количество энергии. Эта энергия освобождается в глубоких недрах звезды. При заданных же ее конкретных параметрах — массе $\mathcal{M}$, радиусе R и светимости L — заранее не известно, переносится ли эта энергия конвекцией или же медленно просачивается к поверхности сквозь всю толщину звезды лучеиспусканием. Поэтому решения уравнения (7.8) еще не дают ответа на вопрос: какая же из рассчитанных моделей при заданных массе и радиусе звезды (заданной средней плотности $\bar{\rho}$) осуществляется на самом деле. Чтобы получить однозначный ответ на этот вопрос, необходимо уравнение (7.8) решать совместно с условием энергетического равновесия, которое мы сейчас и запишем.

Выше уже отмечалось, что для полностью конвективной модели индекс политропы n равен 1,5. Теперь же предположим, что перенос энергии осуществляется лучеиспусканием. Для вывода соответствующего уравнения лучистого равновесия повторим рассуждения, с помощью которых было получено уравнение (7.6). Пусть $L(r)$ — светимость части звезды, заключенной в сферу радиуса r , а $\frac{L(r)}{4\pi r^2} = F$ — поток лучистой энергии через единицу площади сферы радиуса r . Пусть, далее, κ — коэффициент поглощения в расчете на единицу массы вещества (коэффициент непрозрачности), а dr — толщина сферического слоя. Тогда энергия, поглощенная в данном элементе массы, равна

$$\frac{L(r)}{4\pi r^2} \kappa \rho dr.$$

Разделив эту величину на скорость света c , получим значение импульса, переданного излучением веществу. Этот импульс равен разности сил светового давления, действующих на фиксированный элемент «сверху» (давление p_{R2}) и «снизу» (p_{R1}), т. е. $dp_R = p_{R2} - p_{R1}$. Приравняв величину импульса, переданного излучением веществу, разности сил светового давления, получаем уравнение

$$\frac{dp_R}{dr} = - \frac{\kappa L(r)}{4\pi c r^2} \rho. \quad (7.10)$$

Знак минус говорит о том, что с увеличением расстояния от центра звезды r лучистое давление уменьшается. Но лучистое давление определяется формулой

$$p_R = \frac{1}{3} a_R T^4, \quad (7.11)$$

где $a_R = \frac{4\sigma}{c} = 7,56 \cdot 10^{-15} \text{ эрг/см}^3 \cdot \text{К}^4$. Поэтому прирост давления излучения dp_R связан с приростом температуры T соотношения $dp_R = \frac{4}{3} a_R T^3 dT$, или, подставляя a_R ,

$$dp_R = \frac{16\sigma}{3c} \cdot T^3 dT.$$

Таким образом, вместо формулы (7.10) получаем уравнение, которым определяется изменение температуры при продвижении на один сантиметр от центра звезды,

находящейся в состоянии лучистого равновесия

$$\frac{dT}{dr} = - \frac{3\kappa L}{64\pi r^2 \sigma T^3} \rho. \quad (7.12)$$

Обозначим теперь через $\varepsilon(r)$ количество энергии, вырабатываемой одним граммом вещества в результате термоядерных реакций. Запишем прирост светимости звезды за счет источников энергии, «работающих» в слое толщиной dr на расстоянии r от центра звезды:

$$dL = 4\pi r^2 \rho \varepsilon(r) dr.$$

Это и есть четвертое уравнение теории внутреннего строения звезд, которое обычно записывается в виде

$$\frac{dL}{dr} = 4\pi r^2 \rho \varepsilon(r). \quad (7.13)$$

Система уравнений (7.6), (7.7), (7.12) и (7.13) позволяет получить однозначный ответ на вопрос о том, как устроена звезда. Эти четыре уравнения представляют собой основные соотношения теории внутреннего строения звезд. Остается лишь добавить, что в уравнении гидростатического равновесия (7.6) входит полное давление, равное сумме давления газового p_g и давления излучения p_r : $P = p_g + p_r$. Первое из них определяется формулой (6.4), второе — формулой (7.11).

Как показали расчеты, строение звезды, находящейся в лучистом равновесии, можно приближенно описать политропой индекса $n = 3$.

Методы расчета моделей звезд. Задача расчета звездной модели сводится к решению четырех записанных выше дифференциальных уравнений. Работа эта чрезвычайно трудоемкая, в наши дни она выполняется с помощью быстродействующих электронных счетных машин. Но и в этом случае, по мнению многих астрофизиков, теория все еще отстает от наблюдений.

Здесь безусловно, нет надобности излагать подробности методики расчетов. Поэтому мы ограничимся несколькими замечаниями. Прежде всего для таких расчетов необходимы подробные таблицы коэффициентов непрозрачности (см. гл. 3) для широких интервалов температур и плотностей. В память машины вводятся также формулы (или таблицы) для расчета молекулярной массы вещества и скорости выделения энергии в зависимости от плотности и температуры (которые для каждого заданного расстояния от центра звезды также

подлежат определению!). Перечисленная система дифференциальных уравнений решается при условиях, что давление и температура на поверхности звезды равны нулю и что светимость и масса сферы радиуса $r = 0$ также равны нулю.

Расчет проводится шаг за шагом одновременно от центра модели и от поверхности звезды к какой-то «точке встречи» на некотором расстоянии от центра звезды. Очевидно, что в этой точке все параметры газа (давление, плотность и температура) при подходе «снизу» и «сверху» должны иметь одно и то же значение. Но при одном расчете такое совпадение может быть лишь случайным. Поэтому расчет проводится несколько раз при соответствующем подборе температуры и давления в центре звезды. Это так называемый *метод сшивки*.

В настоящее время используются и весьма эффективные *разностные методы*. В данном случае звезда разбивается на m сферических слоев (зон), в каждом из которых параметры газа предполагаются постоянными. Далее исходная система дифференциальных уравнений переписывается в виде разностей параметров $i + 1$ -го и i -го слоев. Так как звезда разбивается на m слоев, а дифференциальных уравнений четыре, то всего получается $4m$ обыкновенных алгебраических уравнений для $4m$ неизвестных. Объем памяти современных счетных машин позволяет разбивать звезду на несколько сотен слоев.

В результате расчетов строится модель звезды — находится распределение давления, плотности и температуры в недрах звезды, параметры которой M , R и L заданы заранее. Оказалось, что, как правило, реальную звездную модель нельзя рассматривать как политропу одного индекса. Наоборот, отдельные области звезды построены по различным законам. Например, для Солнца внешняя оболочка, составляющая конвективную зону, толщина которой около $1/7 R_\odot$, описывается решением, соответствующим политропе индекса 1,5. Вся остальная часть Солнца близка к политропе $n = 3$. У звезд нижней части главной последовательности толщина внешней конвективной зоны тем больше, чем меньше эффективная температура звезды. И наоборот, у звезд верхней части главной последовательности внешней конвективной зоны нет. Но зато такие звезды обладают большим (протяженностью до одной четверти радиуса звезды) конвективным ядром, окруженным лу-

чистой оболочкой. Еще более сложной является модель красного гиганта и особенно сверхгиганта. Так, в центре звезды-гиганта находится изотермическое ядро, в котором температура практически постоянна (его радиус составляет около $0,001 R$, масса — $0,25 M$). Ядро окружено очень тонким слоем ($\Delta r \approx 0,001 R$), в котором происходит выделение энергии за счет термоядерных реакций. Далее идет слой (толщиной около $0,1 R$), в котором энергия переносится лучеиспусканием. Все это «погружено» в конвективную оболочку, протяженность которой достигает $9/10$ радиуса звезды.

Строение звезд различных типов показано на рис. 121. О белых карликах следует сказать несколько слов дополнительно.

Модели белых карликов. При обсуждении внутреннего строения Солнца и подавляющего числа звезд не приходится сомневаться, что они состоят из идеального газа, давление которого связано с температурой и плотностью уравнением Клапейрона (6.4): $p = \frac{A}{\mu} \rho T$.

Предположим, что этот газ — чистый водород. Если водород не ионизован, то его молекулярная масса $\mu = 1$, поэтому давление $p = 1 \cdot A \rho T$. Если же водород полностью ионизован, то молекулярная масса $\mu = 1/2$ и давление равно $2 \cdot A \rho T$, т. е. вдвое больше. Это понятно: при полной ионизации вдвое увеличилось число частиц в единице объема.

Таким образом, в идеальном газе свободные электроны являются «равноправными» с ионами (в данном случае с протонами). При этом распределение частиц по скоростям описывается формулой Максвелла (3.16).

С увеличением плотности вещества роль свободных электронов в определении структуры звезды все возрастает. При этом также их распределение по скоростям все больше отклоняется от максвелловского: кривая на рис. 40 в конечном итоге превращается в прямоугольник. Это значит, что число электронов, имеющих любую скорость от $v = 0$ до $v = v_{\max}$, при некоторых значениях плотности и температуры среды будет одинаковым. Такое состояние вещества называется *вырождением*. Объяснение этому явлению может быть дано лишь в рамках квантовой механики. В двух словах сущность его заключается в следующем. В идеальном газе число свободных электронов в единице объема всегда меньше числа энергетических состояний, которые могут быть

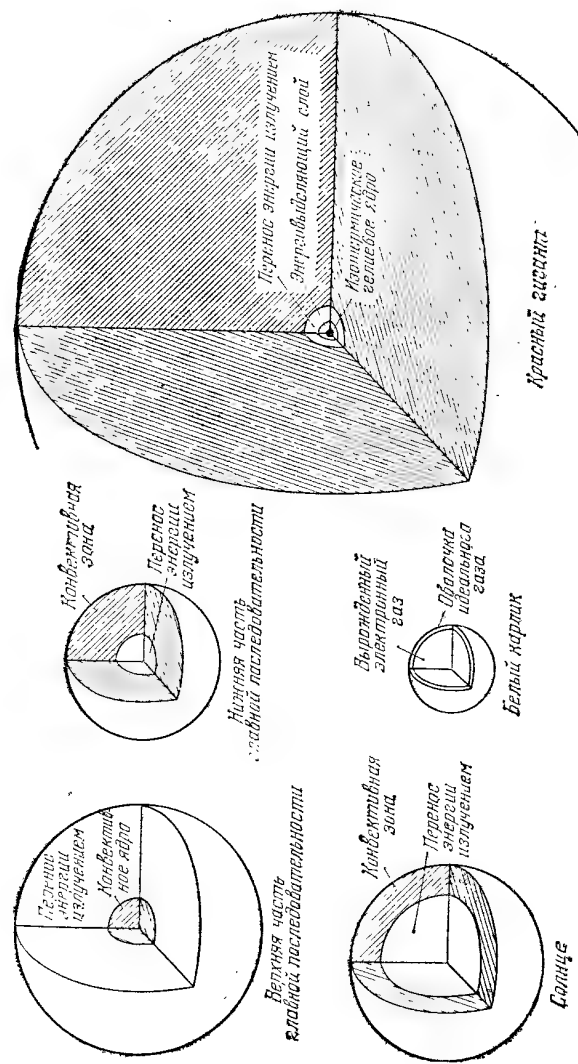


Рис. 121. Модели звезд различных типов

заняты ими (скажем проще, — скоростей, с которыми могут двигаться электроны). В вырожденном газе картина обратная: число электронов больше числа возможных энергетических состояний, причем в каждом из них может находиться не больше двух электронов (в этом сущность *принципа Паули*). Это и приводит к тому, что электроны как бы «с одинаковой охотой» занимают все возможные энергетические состояния от наименьшей до наибольшей скорости (от $v = 0$ до $v = v_{\max}$). Если при этом $v_{\max} \ll c$, то вырождение называется *нерелятивистским*, при $v_{\max} \approx c$ — *релятивистским*.

Соответствующие выражения, которыми описывается давление вырожденного электронного газа, находятся методами квантовой механики. В нерелятивистском случае имеем

$$p = 3,1 \cdot 10^{12} \rho^{5/3} \text{ дин/см}^2. \quad (7.14)$$

Для релятивистского случая

$$p = 4,9 \cdot 10^{14} \rho^{4/3} \text{ дин/см}^2. \quad (7.15)$$

Очевидно, что газ будет вырожденным, если его давление, найденное по формуле (7.14), больше давления, определяемого по формуле Клапейрона (6.4). Это выполняется, если плотность газа ρ больше некоторой «критической» плотности ρ_* , причем

$$\rho_* = 4,8 \cdot 10^{-8} T^{3/2} \text{ г/см}^3. \quad (7.16)$$

Если же сравнить между собой соотношения (7.14) и (7.15), то можно получить плотность, при которой нерелятивистское вырождение сменяется релятивистским: $\rho \approx 4 \cdot 10^6 \text{ г/см}^3$.

Здесь уместно подчеркнуть, что в звездном веществе, находящемся при столь высоких плотностях, уже нет водорода: он успевает «выгореть» до перехода газа в вырожденное состояние. Далее, в вырожденном газе давление определяется исключительно электронами, тогда как роль ядер гелия и других химических элементов ничтожно мала. Поэтому молекулярную массу звездного вещества, состоящего из вырожденного электронного газа, всегда можно считать равной двум. Так, четыре единицы атомного веса гелия распределены между двумя электронами, оторванными от атома гелия. То же самое можно сказать и о других химических элементах, так как их молекулярная масса в среднем вдвое превышает число электронов в атоме. Поэтому при выводе

формул (7.14) — (7.15) и при сравнении (7.14) с (6.4) принималось, что молекулярная масса $\mu = 2$.

В центре Солнца температура составляет около 14 млн. градусов. Подставляя это значение в (7.16), находим, что вырождение в центральных областях Солнца имело бы место при плотности $\rho_* = 2500 \text{ г/см}^3$. На самом же деле, как показывают расчеты, значение плотности в центре Солнца примерно в 20 раз меньше. Отсюда следует, что вещество солнечных недр действительно представляет собой идеальный газ.

Сравнивая формулы (7.14) и (7.9), находим, что модель белого карлика, состоящего из нерелятивистски вырожденного газа, описывается политропой индекса 1,5 (как и полностью конвективная модель). Это, как мы видели раньше, соответствует относительно небольшой концентрации массы к центру звезды. Расчет показывает, что этот случай осуществляется, если масса звезды не превышает $0,6 M_\odot$. Если же масса белого карлика больше $0,6 M_\odot$, то его вещество представляет собой релятивистски вырожденный газ, а структура звезды описывается, как это видно из соотношения (7.15), политропой индекса 3.

Подобное отличие в структуре белых карликов приводит к важным выводам. Оказалось, что если звезда состоит из нерелятивистски вырожденного газа, то между ее массой и радиусом существует простая зависимость:

$$R = \frac{\text{const}}{\sqrt[3]{M}}.$$

В соответствии с этим соотношением чем больше масса звезды, тем меньше ее радиус. Для самой величины массы звезд, построенных из нерелятивистски вырожденного газа, теория ограничений не дает.

В случае же релятивистски вырожденного газа при выводе соотношения масса — радиус установлено, что радиус звезды стремится к нулю при достижении звездой предельной массы $M_{\text{пр}} = 1,44 M_\odot$ (с учетом поправки на процессы превращения протонов в нейтроны в центре звезды эта величина еще ниже и составляет $1,2 M_\odot$). Это так называемый *предел Чандрасекара*. Сила собственного тяготения звезды в этом случае будет настолько большой, что давление вырожденного газа не в состоянии удержать звезду в равновесии. Это значит, что массивная звезда с массой большей $1,2 M_\odot$

в принципе не может стать белым карликом. Точнее, она может им стать лишь в том случае, если предварительно сбросит избыток своей массы.

Далее мы будем говорить о нейтронных звездах и так называемых черных дырах. Очевидно, что об этих экзотических объектах не могло бы быть и речи, если бы не существовало чандрасекаровского предела.

В заключение отметим, что радиус белого карлика с массой, равной массе Солнца, достигает всего 5000 км, т. е. около $0,007 R_{\odot}$ — по порядку величины он равен радиусу Земли! Средняя плотность такой звезды составляет $4 \cdot 10^6$ г/см³ — четыре тонны в одном кубическом сантиметре. Расчет показывает, что температура внутри белого карлика на протяжении примерно $0,98 R$ имеет практически одно и то же значение — 10 млн. градусов. Снаружи белый карлик окружен тонкой оболочкой «обычного» вещества, в котором температура при подходе к поверхности звезды резко уменьшается примерно до 10 000 К. Светимости белых карликов на три-четыре порядка меньше светимостей звезд главной последовательности.

Сейчас известно несколько тысяч белых карликов, но их общее количество в Галактике, вероятно, достигает 10 % всех звезд.

Синтез химических элементов в недрах звезд. Вопрос об источниках энергии звезд уже обсуждался в двух предыдущих главах. Было подчеркнуто, что в недрах звезд происходит превращение водорода в гелий («выгорание» водорода) в результате реакций протон-протонного цикла (pp-цикла), если массы звезд порядка или меньше массы Солнца, и реакций углеродно-азотного (CN) цикла у звезд с массами, больше массы Солнца. Сказанное необходимо уточнить: речь шла о звездах, находящихся на главной последовательности.

Расчеты моделей звезд гигантов и сверхгигантов показали, что, во-первых, водорода в ядрах этих звезд практически уже нет и, во-вторых, что температуры в их недрах достигают сотен миллионов градусов. Источником энергии этих звезд (отметим, что их массы в несколько раз больше массы Солнца) являются реакции превращения гелия в углерод по схеме

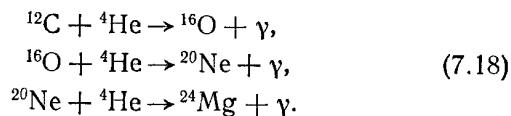


Эта реакция получила название «тройной альфа-процесс» (3 α -процесс) или *реакции Солпитера*. В данном

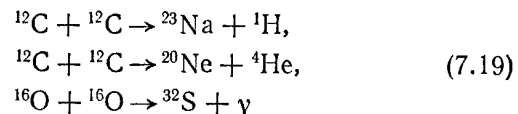
случае количество выделенной энергии оценивается по формуле

$$\epsilon_{3\alpha} = 10^{-8} \rho^2 Y^3 \left(\frac{T}{10^8} \right)^{30} \text{ эрг/г} \cdot \text{с},$$

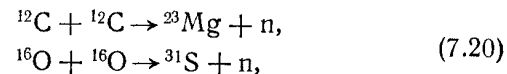
где Y — весовая концентрация гелия. В этих реакциях на грамм «горючего» выделяется примерно в десять раз больше энергии, чем при реакциях «выгорания» водорода. Расчет показывает, что звезда расходует запасы гелия примерно за 10 миллионов лет. После этого, если ее масса достаточно велика (подробнее об этом см. гл. 10), ядро звезды сжимается, так что температура в нем достигает 500 млн. кельвинов. На протяжении нескольких сотен тысяч лет происходят реакции синтеза более сложных атомных ядер по схеме



В данном случае каждый последующий химический элемент образуется путем прибавления к предыдущему альфа-частицы. Но при температуре больше 3 млрд. градусов происходят реакции между ядрами тяжелых элементов:



и т. д. вплоть до образования железа. Кроме того, в глубоких недрах звезды происходят также реакции типа



которые являются «поставщиками» свободных нейтронов. В результате в недрах звезды создаются условия для протекания так называемого s-процесса (от английского слова slow — медленный) — процесса медленного захвата нейтронов атомными ядрами. Попадая в ядро, нейтрон превращается в протон раньше, чем это ядро захватит еще один нейтрон и станет устойчивым изотопом. Благодаря этому процессу образуются ядра все более тяжелых (после железа) химических элементов вплоть до висмута (^{209}Bi).

Переход от одного источника термоядерной энергии к другому сопровождается гравитационным сжатием ядра звезды, при котором его температура повышается. Выход энергии (в расчете на один грамм вещества за секунду) по мере роста температуры непрерывно возрастает, как это показано на рис. 122, где отмечены

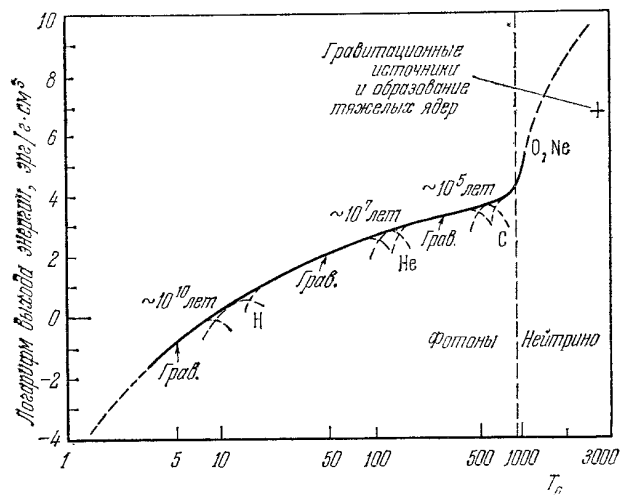


Рис. 122. Выход энергии по мере повышения температуры звездного вещества. Указаны постепенные сгорания разных элементов, разделенные областями освобождения гравитационной энергии при сжатии звезд и характерные времена выгорания элементов

также характерные времена выгорания химических элементов.

Если температура в недрах звезды меньше миллиарда градусов, то перенос энергии от ядра звезды к ее поверхности осуществляется главным образом фотонами. При более высоких температурах основную часть энергии уносят нейтрино. Это приводит к все ускоряющемуся сжатию ядра звезды. Начавшееся сжатие ядра массивной звезды все ускоряется во времени и, в конечном итоге, приводит к взрыву звезды — явлению, которое принято называть *вспышкой сверхновой*. Во время самой вспышки синтез ядер химических элементов продолжается: происходят реакции γ -типа (от слова *rapid* — быстрый). Это быстрые цепные реакции, при которых происходит захват атомными ядрами нейтро-

нов и образование ядер более тяжелых химических элементов с атомной массой до $A \approx 270$ (в том числе урана и тория). Продолжительность процесса в каждом случае вспышки не превышает 100 секунд.

Одновременно с этим в оболочках сверхновых, где плотность вещества составляет около 100 г/см^3 , а температура — несколько миллионов градусов, происходит и так называемый r -процесс — захват протонов ядрами тяжелых химических элементов с возможным «излучением» нейтронов.

В целом проведенные расчеты согласуются с данными об изотопном составе вещества во Вселенной. В частности, в гл. 5 отмечалось, что масса ядра гелия на 0,02863 единицы атомной массы меньше массы четырех протонов. Эта разность между массой исходных частиц и массой ядра — продукта реакции — называется *дефектом массы*. Соответствующая ей энергия 28 МэВ, освободившаяся в результате синтеза ядра гелия, называется *энергией связи ядра*. Для гелия в расчете на один нуклон она равна 7 МэВ, для кислорода — 8 МэВ, железа — около 8,5 МэВ. При дальнейшем возрастании массового числа энергии связи в расчете на один нуклон снова уменьшается, так что для урана она равна 7,6 МэВ. Другими словами, нуклоны особенно прочно связаны в средних (по массе) ядрах и слабее в тяжелых и очень легких ядрах. Это обстоятельство помогает понять, почему на кривой распространенности химических элементов (см. рис. 48) имеется максимум в группе железа. Теория объясняет и другие «шероховатости», заметные на кривой распространенности химических элементов.

В целом все наблюдаемое многообразие химических элементов может быть объяснено многообразием реакций синтеза на отдельных этапах развития звезд.

Переменные звезды

Изменения параметров звезд (их светимостей и радиусов) в процессе эволюции происходят обычно очень медленно, на протяжении миллионов и миллиардов лет. Поэтому в малых промежутках времени при рассмотрении внутреннего строения звезд эти параметры можно считать постоянными.

Есть, однако, звезды, у которых блеск меняется очень резко, даже катастрофически. Блеск других рит-

мично колеблется около некоторого среднего значения. Всестороннее изучение таких *переменных* звезд дает возможность глубже понять сущность процессов, происходящих в недрах звезд.

Но если речь идет об исследовании сотен и тысяч объектов, то все начинается с их *систематизации*, с составления списков (каталогов) и объединения их в отдельные группы по общим для них признакам. Чем полнее такой статистический материал, чем больше представителей в какой-то конкретной группе, тем надежнее будут теоретические выводы.

В «Общем каталоге переменных звезд», составленном сотрудниками Государственного астрономического института им. П. К. Штернберга и Астрономического Совета АН СССР под руководством Б. В. Кукаркина и П. Н. Холопова (третье издание каталога вышло в 1969 г.), приводятся сведения о 20 437 звездах, переменность которых можно считать надежно установленной. Эта работа по систематизации данных и классификации переменных звезд ведется по поручению Международного Астрономического Союза (МАС). В настоящее время идет подготовка четвертого издания каталога в пяти томах. Первый и второй тома этого издания вышли в 1985 г. Четвертое издание будет содержать более 28,5 тыс. переменных звезд. В промежутках между изданиями каталога печатается «Каталог звезд, заподозренных в переменности», второе издание которого, вышедшее в свет в 1982 г., содержит данные о 14 810 звездах. В действительности, конечно, переменных звезд в Галактике значительно больше.

Причины колебания блеска звезд различны. Поэтому переменные звезды подразделены на отдельные группы. Это 1) затменные переменные, 2) пульсирующие переменные и 3) эруптивные переменные звезды.

Затменные переменные звезды. Около тысячи лет назад арабские астрономы заметили, что блеск второй по яркости звезды в созвездии Персея (β Персея) очень быстро меняется более чем в три раза от $2,2^m$ до $3,5^m$. За такое странное поведение эта звезда получила название Эль-Гуль, т. е. «дьявол». У европейцев это название трансформировалось в Алголь. Переменность Алголя была заново открыта в 1669 г., а ее регулярные наблюдения провел английский любитель астрономии Джон Гудрайк (1765—1786), который и разгадал причину этого явления. Он писал: «Если бы не бы-

ло еще слишком рано высказывать соображения о причинах переменности, я мог бы предположить существование большого тела, вращающегося вокруг Алголя».

Алголь — типичная затменная переменная звезда (рис. 123). Это двойная звезда. Одна из звезд этой пары более яркая, другая более слабая. Двигаясь вокруг

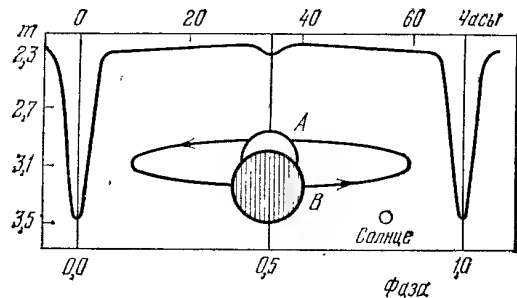


Рис. 123. Модель затменной переменной звезды Алголя и ее кривая блеска. В том же масштабе изображено Солнце

общего центра масс с периодом 2 суток 20 часов 49 минут 3,36 секунды, эти звезды регулярно затмевают друг друга (в систему Алголя, впрочем, входит еще и третья звезда, обращающаяся вокруг первых двух на протяжении 1,87 года). Сегодня таких звезд известно более 4000. Некоторые из них находятся на очень близком расстоянии друг от друга, так что период их обращения измеряется несколькими десятками минут, у других он превышает 10 000 суток.

Среди затменных переменных звезд (их общее обозначение E) выделяются три подгруппы. Первая — затменные переменные типа Алголя (обозначается EA), у которых компоненты имеют почти шарообразную форму. Вторая — затменные переменные типа β Лиры (EB). Главной особенностью звезд этого типа является плавность изменения блеска, который изменяется не только за счет затмения, но и в связи с изменением видимой площади, так как форма звезды эллипсоидальная. Представитель этой группы — звезда β Лиры — изменяет блеск от $3,3^m$ до $4,2^m$ за 12,9 суток. Третья подгруппа затменных переменных звезд — затменные переменные типа W Большой Медведицы (обозначение EW). Периоды этих звезд меньше суток (у звезды W,

Большой Медведицы — $\frac{1}{3}$ суток), система состоит из двух почти соприкасающихся компонент эллипсоидальной формы.

При изучении затменных переменных звезд возникает немало новых вопросов. В самом деле, компонентами двойных систем бывают звезды самых различных классов светимости. Например, двойная система Сириус — это сочетание звезды класса A2V с белым карликом (период их обращения — около 50 лет). Первая из них, по современным взглядам, является очень молодой звездой, вторая находится на конечном этапе своей эволюции. Как же могло случиться, что эти звезды, столь различные по своему возрасту, могли образовать единую систему?

Сейчас предполагается, что важную роль в процессе эволюции двойных звезд играет обмен массой между компонентами. При «выгорании» водорода в недрах звезды изменяется молекулярная масса вещества и его непрозрачность, в результате чего происходит медленная перестройка звезды — сжатие ядра и разбухание оболочки. Влияние второй компоненты на поверхностные слои звезды становится все ощутимее. И как только поверхность звезды достигает поверхности Роша, о которой подробно было рассказано в гл. 2 (см. рис. 32), через внутреннюю точку Лагранжа L_1 начинается «перекачка» массы к другой компоненте.

Расчеты показывают, что в ряде случаев одна из компонент может потерять до $\frac{1}{5}$ своей начальной массы, причем далеко не вся она выпадет на звезду-спутник. Возможно, что половина или даже две трети этой массы вообще покидает систему, уходя через точку Лагранжа L_2 в межзвездное пространство. Не исключено, что именно таким образом можно объяснить удивительную комбинацию звезд системы Сириуса.

Пульсирующие переменные звезды. В 1596 г. немецкий астроном Давид Фабрициус (1564—1617), наблюдая планету Меркурий, заметил в созвездии Кита новую яркую звезду, блеск которой на протяжении 20 дней увеличился от 3^m до 2^m, после чего блеск упал и звезда стала невидимой для невооруженного глаза. Фабрициус назвал звезду Мирой, что означает «чудесная». За последние триста лет таких звезд обнаружено 4566. Сама Мира Кита (обозначается α Кита) изменяет свой блеск от 2,0^m до 10,1^m (ее светимость меняется в 1600 раз) на протяжении 331,65 суток.

В 1784 г. Гудрайк обнаружил, что четвертая по яркости звезда в созвездии Цефея (δ Цефея) регулярно меняет свой блеск от 3,5^m до 4,3^m с периодом 5,37 суток (рис. 124).

Звезды α Кита и δ Цефея — это два примера *пульсирующих* объектов, образующих большую и многообразную группу. Их принято подразделять на следующие типы (в скобках указывается численность звезд соответствующих типов в третьем издании упомянутого каталога):

1. Долгопериодические цефеиды (706). Это переменные звезды высокой светимости, меняющие свой блеск с периодами от

1 до 70 дней и амплитудами от 0,1^m до 2,0^m. Относительная величина отклонения радиуса фотосферы звезды от его среднего значения $\frac{\Delta R}{R} \approx 0,07$.

В максимуме блеска эти звезды относятся к спектральному классу F. Прототипом таких звезд является δ Цефея. По этой звезде все подобные звезды получили название «цефеиды». Долгопериодические цефеиды подразделяются на два подтипа: классические цефеиды и звезды типа W Девы. Их светимости и распределение в Галактике существенно различны. Классические цефеиды сосредоточены в Млечном Пути, звезды типа W Девы распределены равномерно по отношению к центру Галактики, их блеск на 1,5^m — 2,0^m слабее классических цефеид.

2. Звезды типа Миры Кита (4566) — долгопериодические гигантские переменные поздних спектральных классов. Эти звезды изменяют свой блеск с периодом от 80 до 1000 суток, причем амплитуды колебаний блеска больше 2,5^m.

3. Полуправильные переменные (2221) — звезды гиганты и сверхгиганты класса M, у которых изменения блеска с амплитудой меньше 2^m происходят с периодами от 30 до 1000 суток.

4. Переменные звезды типа RR Лиры (4433) — гиганты спектральных классов A—F, пульсирующие

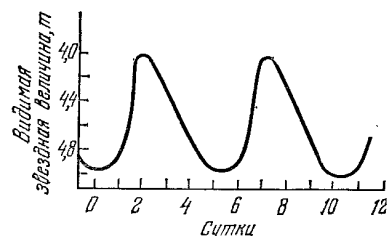


Рис. 124. Кривая блеска звезды типа δ Цефея

с периодами от 0,05 до 1,2 суток, с амплитудами от $0,5^m$ до 2^m . Это — короткопериодические цефеиды.

5. Звезды типа RV Тельца (104) — переменные сверхгиганты спектральных классов G—M. Периоды пульсаций этих звезд лежат в пределах от 30 до 150 суток, амплитуды изменения блеска меньше 3^m .

6. Медленные неправильные переменные звезды (1687), изменения блеска которых лишены каких-либо признаков периодичности или же периоды выражены очень слабо. Это гиганты и сверхгиганты поздних спектральных классов.

Среди переменных звезд ранних спектральных классов выделяются звезды типа δ Щита (17) с периодами меньше 0,2 суток и амплитудами меньше $0,3^m$, звезды типа β Большого Пса или β Цефея (23) с периодами колебаний блеска от 0,05 до 0,2 суток и амплитудами не больше $1,2^m$, а также переменные звезды типа α^2 Гончих Псов (28), периоды которых находятся в пределах от 1 до 25 суток, а амплитуды не превышают $0,1^m$.

Общее число известных пульсирующих переменных звезд достигает 14 000. На диаграмме спектр-светимость пульсирующие звезды протянулись широкой полосой от главной последовательности в область гигантов и сверхгигантов (рис. 125). При переходе слева направо период пульсации звезды увеличивается.

Этот вывод, полученный из наблюдений, подтверждается теорией. Из теории пульсаций звезд следует, что произведение периода пульсации P на корень квадратный из средней плотности $\bar{\rho}$ является величиной постоянной

$$P \sqrt{\bar{\rho}} = 0,05, \quad (7.21)$$

где период P измеряется в сутках, а средняя плотность звезды $\bar{\rho}$ — в г/см^3 . А ведь чем дальше вправо в область сверхгигантов смещена звезда, тем больше ее радиус и тем меньше средняя плотность!

Таким образом, пульсирующая звезда подобна маятнику, ритмично отсчитывающему время на протяжении многих десятков и сотен тысяч лет. В обычных часах колебания маятника поддерживаются энергией поднятой гири или сжатой пружины. За счет какой энергии пульсирует звезда? Ответ на этот вопрос предельно прост: звезда совершает механические колебания за счет энергии, освобождающейся в ее недрах. Труднее, казалось

бы, объяснить другое: каким образом лучистая энергия, выходящая на поверхность звезды, превращается в механическую. Но и в данном случае, благодаря работам А. Эддингтона (1882—1944) (Англия), С. А. Жевакина (СССР) и Р. Кристи (США), ответ уже получен.

В оболочке звезды температура и плотность по направлению к центру увеличиваются. Поэтому, начиная с

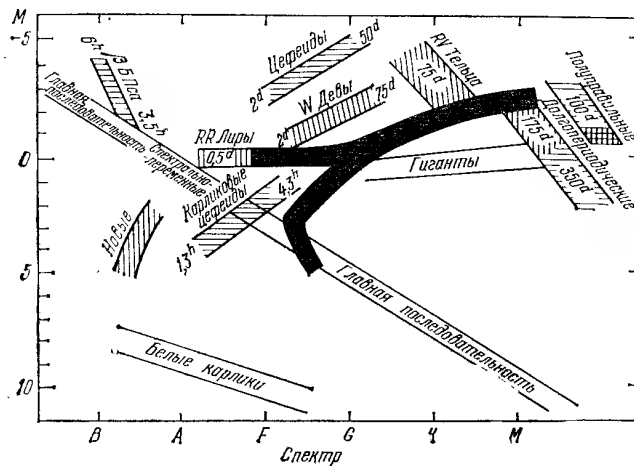


Рис. 125. Положение различных групп пульсирующих переменных на диаграмме спектр — светимость

некоторой глубины, водород и гелий постепенно переходят в ионизованное состояние. Можно сказать, что под поверхностью звезды находится зона ионизации водорода, с которой частично перекрывается и зона первой ионизации гелия. Несколько глубже находится зона двукратной ионизации гелия, в которой от атома гелия отрывается второй электрон. Протяженность этой зоны (именуемой зоной ионизации He II) у цефеиды при ее радиусе, примерно равном $2 \cdot 10^{12}$ см, т. е. $30R_{\odot}$, составляет всего 1—2 %, средняя плотность здесь $\rho \approx 3 \cdot 10^{-8}$ г/см^3 , средняя температура $T \approx 40\,000$ K, масса всей зоны составляет около 10^{-6} массы звезды. Именно эта зона, имеющая незначительную толщину и очень малую массу, и приводит в движение всю звезду. Происходит же это по следующей причине.

В главе 3 мы подробно обсудили свойства вещества звездных недр поглощать и переизлучать кванты света.

Была записана формула (3.24), из которой определяется величина объемного коэффициента поглощения, усредненного по всем частотам. Отмечалось, что в астрофизике используется также коэффициент поглощения, рассчитанный на единицу массы — коэффициент непрозрачности. Последний в общем виде (по аналогии с формулой (3.24)) можно записать в виде

$$\kappa = \kappa_0 \rho^m T^{-s}. \quad (7.22)$$

Для полностью ионизованного газа из формулы (3.24) следует $m = 1$, $s = 3.5$. Но, как показывают расчеты, в зоне ионизации He II средние значения этих показателей степени иные: $m \approx 0.9$ и $s \approx 0.8$. Это и приводит к таким серьезным последствиям, как пульсация звезды.

Предположим, что произошло случайное отклонение слоя звезды от положения равновесия, например, его сжатие. С достаточной степенью точности этот процесс можно считать адиабатическим. В этом случае температура и плотность газа связаны между собой соотношением (6.11), которое мы перепишем еще раз,

$$T = K \rho^{\gamma-1}, \quad (7.23)$$

где K — постоянная.

Для полностью ионизованного газа отношение удельных теплоемкостей γ равно 1,667. В зоне ионизации гелия среднее значение этого параметра значительно меньше: $\gamma = 1.2$.

Подставляя (7.23) в (7.22), находим, что для полностью ионизованного газа коэффициент поглощения $\kappa \approx 1/\rho$, тогда как в зоне ионизации гелия $\kappa \sim \rho^{0.7}$.

Итак, если произошло случайное сжатие полностью ионизованного газа, то его коэффициент поглощения уменьшается, газ становится более прозрачным. Как принято говорить, система (в данном случае — определенный слой звезды) усиленно *теряет* энергию. Если же сжимается *неполностью* ионизованный газ, то при этом его коэффициент поглощения увеличивается, непрозрачность газа возрастает, система (слой звезды, в котором происходит ионизация гелия) *накапливает* энергию.

Но ведь по такому принципу работает обычный поршневой двигатель: освобождение энергии при сжигании горючего (т. е. приобретение энергии системой) происходит именно в момент максимального сжатия газа в цилиндре.

Так же «работает» и зона ионизации He II. За счет поглощения энергии давление в ней возрастает, и это вынуждает данный слой газа расширяться. В свою очередь в результате расширения происходит уменьшение плотности, поэтому непрозрачность слоя уменьшается, энергия, запасенная в слое, усиленно высвечивается. После достижения наибольшего расширения внешние слои под действием силы притяжения начинают падать вниз, «проскакивают» через среднее положение равновесия и опять сжимаются. Цикл начинается сначала.

Подробные расчеты показали, что пульсировать могут лишь те звезды, в которых зона ионизации способна «настраиваться» на резонанс со всей звездой. Это оказывается возможным как раз для звезд гигантов и сверхгигантов. При передвижении вправо вдоль полосы переменных звезд эта «настройка» ухудшается. В таком случае вместо четких пульсаций происходят неправильные колебания блеска звезды. «Первым толчком» к пульсациям служит, по-видимому, движение в мощной конвективной оболочке гиганта. Далее звезда настраивается на определенную амплитуду, величина которой определяется протяженностью и массой зоны ионизации He II.

Наибольшей известностью среди пульсирующих переменных заслуженно пользуются цефеиды. На основании большого статистического материала установлено, что между периодом пульсации классической цефеиды P и ее абсолютной фотографической величиной M_{pg} существует зависимость

$$M_{pg} = -1,33 - 2,25 \lg P. \quad (7.24)$$

Другими словами, чем больше светимость звезды, тем больше ее период изменения блеска. Выражение (7.24) называют *зависимостью период — светимость* и используют для определения расстояний до звездных скоплений и галактик, в которых удастся обнаружить цефеиды. Из наблюдений устанавливается средняя видимая звездная величина m_{pg} и период изменения блеска звезды P . Далее из соотношения (7.24) находится ее абсолютная звездная величина M_{pg} , а по формуле (3.4), зная m_{pg} , определяется расстояние r до звезды.

Период пульсации, определенный по формуле (7.21), называется *основным*. В принципе при колебательном движении с частотой ω могут возбуждаться и *обертоны* — колебания с частотами 2ω , 3ω и т. д., т. е.

с периодами соответственно в 2, 3, ... раза меньшими. В этом случае определенный элемент атмосферы звезды принимал бы участие в нескольких периодических движениях, совершающихся с различной частотой и с амплитудами, существенно убывающими по мере роста номера гармоники. К тому же у реальных звезд отношение периодов 1:2:3... будет выполняться лишь приближенно. Наблюдения и в самом деле подтверждают теорию. Уже известно более 10 цефеид (а в интервале периодов 2—3 дня это составляет около 40 % всех звезд этого типа), которые пульсируют с двумя периодами одновременно. Среди них — подробно исследованная Ю. Н. Ефремовым и П. Н. Холоповым звезда V 367 Щита, у которой на колебания с периодом 6,2930 суток наложены колебания с периодом 4,3849 суток. Причины появления у звезды одновременно двух периодов остаются неясными.

Эруптивные переменные звезды. Главнейшим представителем этой группы звезд являются сверхновые звезды, но об этих звездах мы поговорим несколько позже. К эруптивным звездам относятся также

1. Новые звезды — карликовые горячие звезды, которые внезапно (на протяжении 1—100 дней) увеличивают свой блеск на 7^m — 16^m (их светимости возрастают

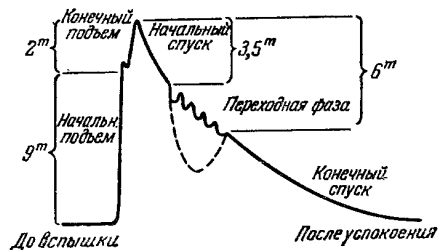


Рис. 126. Кривая изменения блеска типичной новой звезды

в 100—1 000 000 раз), после чего медленно (в течение нескольких лет) ослабевают до первоначального блеска (рис. 126). За время вспышки новая звезда высвечивает энергию около 10^{45} эрг. При взрыве с ее поверхности со скоростью около 1000 км/с выбрасывается масса порядка 10^{-3} — 10^{-4} массы Солнца.

В последние годы установлено, что новые являются тесными двойными системами, комбинацией звезды позднего класса с горячей звездой, окруженной плотной

газовой оболочкой. Очевидно, именно двойственность и является причиной всплеск новых, причем вспыхивает горячая звезда, масса которой порядка 1—0,1 $M_{\odot}$.

До сих пор зарегистрировано около 200 новых в нашей Галактике и около 300 — в галактике Андромеды. Количественной теории всплеск новых еще нет. Вероятно, важную роль здесь играет обмен массой между компонентами: «укладывание» на звезду дополнительных слоев вещества приводит к повышению температуры ее недр и все возрастающему выделению энергии, заканчивающемуся взрывом. Подробнее о новых звездах можно прочитать в книге Псковского Ю. П. Новые и сверхновые звезды. — М.: Наука, 1985.

2. Переменные типа U Близнецов или SS Лебеда. Это карликовые звезды, в которых время от времени происходит скачкообразное увеличение блеска на 2^m — 6^m (рис. 127). Сегодня известно около 220 звезд

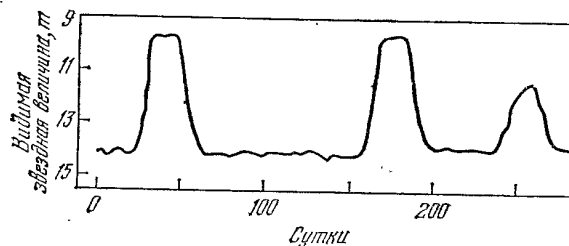


Рис. 127. Кривая изменения блеска звезды U Близнецов

этого типа, но всего 20 из них в минимуме блеска ярче 15^m . Природа переменности этих звезд пока не ясна, вероятно, как и в новых, она обусловлена их двойственностью. Уместно заметить, что число открытых переменных того или другого класса не характеризует их истинной численности, так как вероятность открытия этих звезд различна.

3. Переменные типа Z Андромеды или, как их еще называют, симбиотические звезды, которых сегодня известно около 30. Для этих звезд характерно присутствие в спектрах одновременно и молекулярных полос поглощения, и эмиссионных линий высокого возбуждения. Время от времени блеск звезды этого типа увеличивается примерно на 4^m . Эти звезды также являются двойными системами, окруженными плотными оболочками. Вспыхивает горячая компонента системы.

4. Переменные звезды типа R Северной Короны. В этих переменных время от времени блеск медленно, периодически ослабевает на 1^m — 9^m , после чего постепенно возвращается к первоначальному значению. Всего известно 37 звезд этого типа. Предполагается, что блеск этих звезд, обладающих огромным (по сравнению с Солнцем) избытком углерода, ослабляется сконденсированными частицами углерода, образующимися в выброшенном звездой облаке.

5. Переменные типа Z Жирафа. У этих звезд наблюдаются колебания блеска с амплитудой 2^m — 5^m , аналогичные звездам U Близнецов. Циклы переменности чередуются с продолжительными периодами постоянства блеска. Продолжительность циклов лежит в пределах от 10 до 40 дней, число известных звезд этого типа около 30.

6. Переменные типа UV Кита. Это карликовые звезды спектральных классов K3—M6, иногда испытывающие кратковременные вспышки с амплитудой от 1^m до 6^m . Всего на протяжении нескольких секунд звезда достигает максимума блеска, а через несколько минут блеск возвращается к первоначальному значению. За время вспышки выделяется энергия около 10^{33} эрг. По-видимому, вспышки звезд этого типа связаны с процессами, происходящими в их хромосферах и имеют много общего с солнечными вспышками. Недавно было установлено, что масса звезды UV Кита равна всего $0,04 M_{\odot}$. Таких звезд в окрестностях Солнца известно уже около 80. Несколько сотен таких звезд обнаружено в последние годы в ближайших звездных скоплениях.

7. Неправильные переменные. Сюда входят неправильные переменные ранних спектральных классов, так называемые орионовы переменные, связанные с туманностями, и неправильные переменные типа T Тельца. Амплитуда колебаний блеска в этих звездах достигает 3^m . Всех звезд этого типа известно около 900. На диаграмме спектр—светимость они располагаются вдоль главной последовательности в широкой «Т-полосе». Предполагается, что эти звезды являются молодыми и находятся в стадии гравитационного сжатия. К этому типу звезд отнесена и удивительная звезда FU Ориона. Этот объект первоначально имел вид слабой переменной звезды 16^m . На диаграмме спектр—светимость он находился значительно ниже главной последовательности. В конце 1936 г. на протяжении ста

дней блеск звезды возрос на 6^m . Через два года FU Ориона уменьшила свой блеск на 1^m , и с тех пор он остается практически неизменным.

Без преувеличения можно сказать, что исследование переменных звезд — это та область астрономии, в которой и сегодня для любителя еще имеется возможность не только удовлетворить свое любопытство, но и внести определенный вклад в науку. Как это сделать, можно узнать из книги Цесевича В. П. Переменные звезды и способы их исследования. — М.: Педагогика, 1970.

Вспышки сверхновых звезд

«... История существования любой звезды — это истинная титаническая борьба между силой гравитации, стремящейся ее неограниченно сжать, и силой газового давления, стремящейся ее «распылить», рассеять в окружающем межзвездном пространстве. Многие миллионы и миллионы лет длится эта «борьба». В течение этих чудовишно больших сроков силы равны. Но в конце концов... победа будет за гравитацией. Такова драма эволюции любой звезды».

Это — строки из уже неоднократно упоминавшейся книги Шкловского И. С. «Звезды...». О том, насколько ненадежным может быть равновесие звезды, хорошо сказано и в книге Зельдовича Я. Б., Новикова И. Д. Теория тяготения и эволюция звезд. — М.: Наука, 1971: звезда в каждый момент своей эволюции почти до полного исчерпания горючего «сидит на пороховой бочке», поскольку содержит запас горючего, «достаточный для самоубийства».

В некоторых случаях эта «пороховая бочка» действительно взрывается. Об этом говорят вспышки сверхновых звезд. Пока, правда, не совсем ясно, что играет роль той роковой искры, которая приводит к катастрофе.

Кривые блеска сверхновых. Абсолютная величина сверхновой в максимуме блеска иногда достигает — 19^m , в это время ее светимость более чем в четыре миллиарда раз превышает светимость Солнца; она почти сравнима с излучением всей галактики (см. рис. 80). Общее количество энергии, излучаемой за время вспышки, оценивается величиной 10^{49} — 10^{51} эрг.

Вспышка сверхновой — явление довольно редкое, в среднем оно случается в каждой галактике один раз за

50—300 лет. В нашей Галактике обнаружено всего около десяти туманностей — остатков вспышек сверхновых (хотя методами радиоастрономии, как об этом будет сказано в гл. 8, их обнаружено 130), среди них — знаменитая Крабовидная туманность (рис. 128). Благодаря

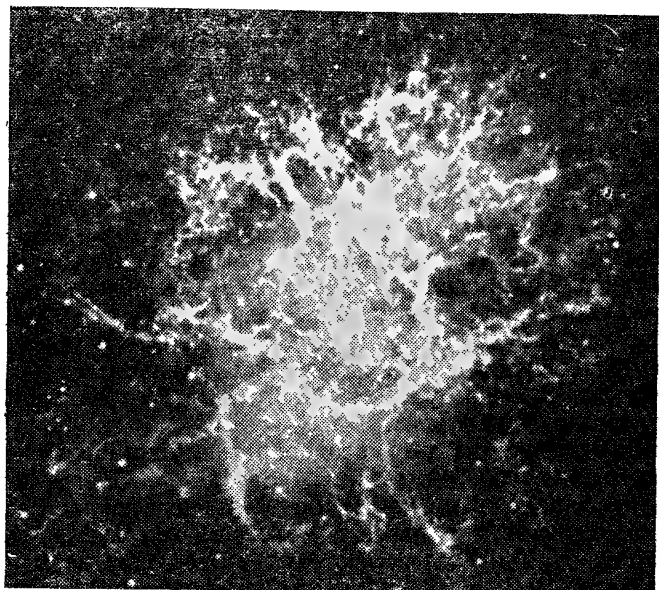


Рис. 128. Крабовидная туманность в созвездии Тельца. Снимок сделан в лучах $H\alpha$

сотрудничеству ученых различных стран мира удалось зарегистрировать около 500 сверхновых в других галактиках, однако спектры изучены лишь у 120 объектов.

Кривые блеска сверхновых весьма многообразны. Учитывая особенности спектров этих звезд, их подразделяют на два типа. В сверхновых I типа (их принято обозначать SN I) блеск поддерживается на уровне максимального около недели. После этого на протяжении около 25 дней он уменьшается со скоростью $0,1^m$ в сутки. Далее угасание звезды резко замедляется. Большое удивление вызывает тот факт, что примерно через 70 дней после максимума блеска и вплоть до наступления невидимости звезды у всех звезд этого типа паде-

ние блеска происходит с постоянной скоростью $0,0137^m$ в сутки. Другими словами, светимость звезды уменьшается по экспоненциальному закону, вдвое за каждые 55 суток (рис. 129) и, что очень важно, в ее спектре отсутствуют яркие эмиссионные линии водорода.

Не так давно при обсуждении данных о сверхновых I типа утверждалось, что «в спектрах сверхновых I типа наблюдаются широкие эмиссионные полосы, отождествить которые со спектральными линиями тех или других

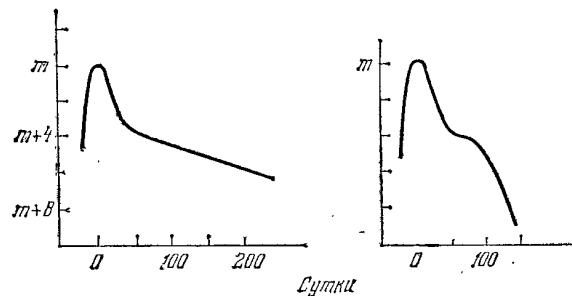


Рис. 129. Кривые блеска сверхновых I и II типов

атомов пока не удалось». Сегодня в этот вопрос уже внесена ясность, в значительной степени благодаря работам Э. Р. Мустеля и Ю. П. Псковского (СССР). Установлено, что говорить следует не о широких эмиссионных полосах, а о сильно расширенных, преобразованных до неузнаваемости линиях поглощения. Исследование этих линий приводит к выводу, что при вспышке сверхновой I типа от звезды отрывается оболочка с массой порядка $0,3M_{\odot}$, которая со скоростью около 15 000 км/с расширяется в межзвездное пространство.

В сверхновых II типа (SN II) блеск поддерживается на максимальном уровне около 20 дней. Далее блеск звезды уменьшается на несколько величин, после чего у многих сверхновых светимость на протяжении нескольких десятков дней остается практически неизменной (так называемое «плато» на кривой блеска). После этого наступает заключительная стадия развития вспышки, при которой светимость звезды резко уменьшается. Кривые блеска сверхновых II типа весьма разнообразны. По-видимому, в этой группе объединены различные объекты. В период после максимума в спек-

рах сверхновых II типа наблюдаются широкие эмиссионные линии водорода, свидетельствующие о расширении оболочки со скоростями 5000—10 000 км/с. Масса оболочки оценивается в $1 M_{\odot}$.

Существует предположение, что как раз при вспышках сверхновых II типа и образуются *плерионы* (от греческого «плериос» — заполненный) — туманности, у которых интенсивность радионизлучения увеличивается по направлению от их края к центру. Типичным плерионом является Крабовидная туманность, объекты ЗС 58 (остаток вспышки Сверхновой 1181 г.) и Vela-X. Всего уже известно около 10 плерионов. Подавляющее же большинство других остатков сверхновых имеет оболочечную структуру.

Забегая вперед, отметим, что по всем имеющимся данным сверхновые II типа никогда не вспыхивают в эллиптических галактиках. Впрочем и в неправильных галактиках типа Магеллановых Облаков до сих пор наблюдались только SN I. В спиральных же галактиках SN II вспыхивают в полтора раза чаще, чем SN I.

Источники энергии вспышки сверхновых. Энергия, выделяющаяся при вспышке, поистине фантастическая: за несколько месяцев звезда излучает столько, сколько Солнце излучает за несколько миллиардов лет. Что же является источником этой энергии — резкое гравитационное сжатие или термоядерный взрыв?

Ранее, в гл. 6, была записана формула (6.16), по которой можно рассчитать потенциальную энергию звезды с массой M и радиусом R . Если выразить массу и радиус звезды в солнечных единицах, то ее потенциальная энергия равна

$$\Omega \approx 6 \cdot 10^{48} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^2 \left(\frac{R_{\odot}}{R} \right) \text{ эрг.}$$

Видно, что если бы радиус звезды уменьшился до значения $R < 0,91 R_{\odot}$, то при этом выделилась бы энергия, вполне достаточная для обеспечения явления вспышки сверхновой. Другими словами, источником энергии вспышки может быть гравитационное сжатие звезды или ее части (ядра).

Но допустимо ли это с точки зрения теории внутреннего строения звезд? Может ли звезда сама, без всякого внешнего воздействия, перейти в неустойчивое состояние?

Подробный теоретический анализ этих вопросов показал, что на позднем этапе развития звезды в ее недрах *могут* возникнуть условия, при которых вещество почти свободно падает к центру. Важную роль в этом играют потери энергии на излучение нейтрино. Вот как выглядит схема развития вспышки.

В процессе термоядерного синтеза молекулярная масса вещества и его непрозрачность непрерывно изменяются. В результате происходит непрерывная перестройка звезды: в каждый момент времени в звезде существует (и осуществляется, хотя и в малых масштабах) тенденция к сжатию ядра и разбуханию ее оболочки.

По мере выгорания углерода и кислорода в центре звезды процесс сжатия ядра ускоряется, при этом потери энергии на излучение нейтрино становятся все более ощутимыми. Из недр Солнца и ему подобных звезд нейтрино уносят около 5 % всей освобождающейся энергии. Но «до поры, до времени», пока температура и плотность в центре звезды относительно невелики, эти потери энергии существенно не влияют на равновесие звезды. В ядре сверхновой перед вспышкой при плотности порядка 10^7 г/см^3 и температуре в несколько миллиардов градусов нейтринные пары в большом количестве образуются в результате переходов электронов вблизи протонов (реакции типа $p + e^- \rightarrow p + e^- + \nu + \bar{\nu}$) и тут же свободно уходят из звезды. В связи с этим происходит охлаждение ядра, давление в центре звезды уменьшается, нарушается гидростатическое равновесие, и звезда стремится сжаться, чтобы восстановить это равновесие. Но в процессе сжатия при все возрастающей температуре поток нейтринных пар резко увеличивается. Это и приводит к *имплозии* — взрыву внутрь звезды. Продолжительность его оценивается несколькими сотыми долями секунды. Не менее 99 % энергии, освободившейся при таком катастрофическом сжатии звезды, уносят нейтрино, — около 10^{52} эрг.

Сжатие ядра прекращается (или замедляется), как только температура в нем достигает значения около 200 млрд. градусов, а плотность — 10^{14} г/см^3 . В это же время, как показывают расчеты, в оболочке, окружающей ядро, происходит взрывная реакция выгорания кислорода и углерода. Благодаря этому в глубоких плотных слоях звезды формируется мощная ударная волна, которая движется через оболочку звезды к ее поверхности и увлекает за собой газ оболочки. Этот

разлет части звезды и наблюдается как вспышка сверхновой.

Что же касается дальнейшей судьбы ядра, то здесь имеется две возможности. Если масса ядра меньше $2,5M_{\odot}$, то в процессе его сжатия происходит распад (дезинтеграция) ядер железа и других тяжелых ядер на отдельные протоны и нейтроны и «нейтронизация» вещества — реакции превращения протонов в нейтроны по схеме $p + e^- \rightarrow n + \nu$. В конечном итоге сжатие ядра звезды прекращается, причем образуется устойчивое тело — *нейтронная звезда*. Если же масса сжимающегося ядра превышает указанный предел, сжатие ядра (*коллапс*) продолжается. Конечным продуктом эволюции такой звезды является «черная дыра».

Элементы теории ударных волн. Ударные волны привлекаются сегодня не только в качестве механизма переноса энергии из недр сверхновых к их поверхности. Предполагается, что аналогичную роль они выполняют и при вспышке новых звезд. Установлено, что ударные волны регулярно возникают в атмосферах многих пульсирующих (типа RR Лиры, RV Тельца); об этом свидетельствует раздвоение линий в спектрах этих звезд. Предполагается, что превращение звуковых волн в ударные способствует нагреву солнечной хромосферы, что ударные волны сжимают межзвездный газ в спиральных рукавах галактик, ускоряя распад этого вещества на отдельные звезды и т. д.

Не исключено, что эта многогранная роль ударных волн в астрофизике несколько переоценивается. Но во всяком случае остановиться на основных свойствах ударных волн здесь, безусловно, необходимо.

Начнем этот рассказ «издалека». В стационарном состоянии параметры среды — ее плотность и температура при переходе от точки к точке меняются постепенно, без скачков. В звездных оболочках их численные значения медленно возрастают с глубиной. И атмосфера Земли, и оболочка звезды представляют собой упругую среду, способную сжиматься и расширяться. Небольшое возмущение плотности в такой среде порождает в ней колебательное движение — звуковую волну.

Предположим теперь, что в некотором объеме газа произошло мгновенное выделение значительного количества энергии. Это явление обычно называется *взрывом*. В результате температура газа, а значит, и давление, в этом объеме резко возрастает. Низкое давление

окружающей среды не в состоянии уравновесить данный сильно нагретый элемент газа. Поэтому последний будет расширяться в сторону невозмущенной, холодной среды. Эти два состояния среды, холодное и нагретое, разделяет тонкая движущаяся граница, которая и называется *ударной волной*. Сама поверхность, на которой параметры газа — его плотность, давление и температура скачкообразно увеличиваются, называется *фронтом* ударной волны. По отношению к невозмущенному газу фронт ударной волны движется со скоростью D , большей скорости звука a , которая определяется формулой (6.12).

Итак, ударная волна — это движущийся со сверхзвуковой скоростью разрыв параметров газа. Ударная волна может быть сферической, цилиндрической или плоской, в зависимости от того, как произошло выделение энергии — «в точке», вдоль некоторой оси или вдоль определенной бесконечно протяженной плоскости.

Предположим теперь, что через оболочку к поверхности звезды движется ударная волна, которая увлекает за собой газ оболочки. Обозначим скорость волны по отношению к центру через D , скорость газа за фронтом волны (также по отношению к центру звезды) — через v , причем $v < D$. Для вывода основных соотношений, выполняющихся на фронте ударной волны, обычно используется система координат, движущаяся вместе с фронтом (рис. 130). В этом случае невозмущенный газ, находящийся справа от фронта, «втекает в разрыв» — движется влево со скоростью D . Газ, сжатый ударной волной, удаляется от разрыва, и также влево со скоростью $D - v$.

Пусть ρ_1 — плотность газа перед фронтом волны. За время Δt в разрыв «втекает» масса газа, заключающаяся в столбике с сечением 1 см^2 и длиной $D \Delta t$. Эта масса равна $m = D \rho_1 \Delta t$. На фронте ударной волны накопления массы не происходит. Поэтому величина m будет равна массе, которая «вытекает» из разрыва, т. е. которая находится в столбике длиной $(D - v) \Delta t$

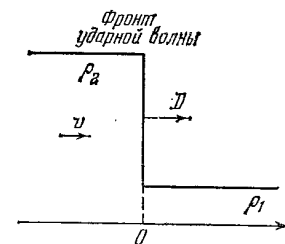


Рис. 130. Профиль ударной волны. D — скорость движения ударной волны, v — скорость газа; $v < D$

при плотности ρ_2 , так что $m = (D - v) \rho_2 \Delta t$. Таким образом, условие сохранения потока массы на фронте имеет вид

$$\rho_1 D = \rho_2 (D - v). \quad (7.25)$$

Закон сохранения количества движения запишется следующим образом. Известно, что импульс действующей силы $\int \Delta t$ равен количеству движения mv , приобретенного телом массы m за время действия силы Δt

$$\int \Delta t = mv.$$

В данном случае силой, действующей на газ, является разность давления по обе стороны фронта волны $p_2 - p_1$. Пусть $\Delta t = 1$ с. Скорость, которую приобретает газ с массой $m = \rho_1 D$, равна v . Таким образом, имеем

$$p_2 - p_1 = \rho_1 v D.$$

Правую часть этого выражения можно представить как $\rho_1 D^2 - \rho_1 D(D - v)$. В результате с помощью формулы (7.25) находим закон сохранения импульса в общепринятой форме

$$p_1 + \rho_1 D^2 = p_2 + \rho_2 (D - v)^2. \quad (7.26)$$

И, наконец, при переходе через фронт ударной волны выполняется также закон сохранения энергии. Обозначим через E внутреннюю (тепловую) энергию частиц, а через $\frac{v^2}{2}$ — кинетическую энергию газа в расчете на единицу массы. Работа по сжатию газа, выполненная за единицу времени, равна $p_2 v$, а отнесенная к единице массы — $\frac{p_2 v}{\rho_1 D}$. Поэтому выражение для общего баланса энергии запишется в виде

$$E_1 + \frac{p_2 v}{\rho_1 (D - v)} = E_2 + \frac{v^2}{2}.$$

После несложных преобразований с помощью соотношений (7.25) и (7.26) закон сохранения энергии перепишется так:

$$E_1 + \frac{p_1}{\rho_1} + \frac{D^2}{2} = E_2 + \frac{p_2}{\rho_2} + \frac{(D - v)^2}{2}. \quad (7.27)$$

Внутренняя энергия газа в расчете на единицу массы равна

$$E = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} + I = \frac{a^2}{\gamma(\gamma - 1)} + I.$$

Здесь a — скорость звука, I — энергия, затраченная волной на ионизацию газа, γ — отношение удельных теплоемкостей.

Система записанных здесь уравнений легко разрешается относительно скачков параметров газа на фронте ударной волны p_2/p_1 , ρ_2/ρ_1 и T_2/T_1 . При этом обычно вводится обозначение $M = \frac{D}{a}$ — число Маха. Выписывать здесь эти соотношения в общем виде нет надобности. Заметим лишь, что в случае «скльных» волн, когда скорость ударной волны значительно больше скорости звука перед фронтом ($D \gg a$ и поэтому $M \gg 1$), а $\gamma = 5/3$ (одноатомный газ), выражения для скачков параметров на фронте волны имеют простой вид:

$$\begin{aligned} p_2 &= \frac{3}{4} \rho_1 D^2, \quad \rho_2 = 4\rho_1, \\ T_2 &= \frac{3\mu_2 D^2}{16A}, \end{aligned} \quad (7.28)$$

причем здесь μ_2 — молекулярная масса за фронтом волны. Если сильная ударная волна движется в чисто водородной среде, то $\mu_2 = 1/2$.

Так, например, если в атмосфере звезды или в межзвездной среде движется ударная волна со скоростью «всего» 100 км/с, то при $\mu_2 = 0,5$ температура непосредственно за ее фронтом возрастает до величины $T_2 = 110\,000$ К. В разогретом газе сразу же начинаются процессы рекомбинаций электронов с ионами, а излученные кванты свободно проходят через фронт ударной волны и уходят в межзвездное пространство. Если через оболочку звезды движется ударная волна, то светимость звезды существенно увеличивается. При скорости волны порядка 1000 км/с температура за фронтом достигает 10 млн. кельвинов. В этом случае максимум энергии, излучаемой газом, приходится на рентгеновскую область спектра. Другими словами, на ранней стадии развития явления сверхновая звезда становится мощным источником рентгеновского излучения.

Но как изменяется скорость ударной волны в процессе ее движения в звездной оболочке или в межзвездной среде? Решение этой важной задачи было получено далеко не сразу.

В 1944 г. Л. И. Седов (СССР) установил, что если взрыв — мгновенное выделение энергии Q — произошел в однородной среде с плотностью ρ_1 , то скорость обра-

зовавшейся сферической ударной волны в каждый момент времени t равна

$$D = \frac{2}{5} \left(\frac{Q}{\rho_1} \right)^{1/5} t^{-3/5} = \frac{2}{5} \left(\frac{Q}{\rho_1} \right)^{1/2} r_\Phi^{-3/2}, \quad (7.29)$$

где r_Φ — радиус фронта волны — ее расстояние от точки взрыва. В случае, если взрыв произошел в неоднородной среде, эта формула применима до тех пор, пока радиус фронта волны r_Φ меньше шкалы высот β .

Формула (7.29) с успехом используется в астрономии, в частности при изучении расширения остатков вспышек сверхновых (с. 452), т. е. при исследовании движения сильных ударных волн в межзвездной среде, которую «в нулевом приближении» можно считать однородной. В сильно неоднородной же среде, как было установлено в 1981 г. Б. И. Гнатыком и автором книги, скорость ударной волны D увеличивается с расстоянием по закону

$$D = C_0 (\rho_1 r^\alpha)^{-1/5}, \quad (7.30)$$

а если к тому же за фронтом волны главную роль играют давление и плотность энергии излучения, то

$$D \approx C_0 (\rho_1 r^\alpha)^{-1/6}. \quad (7.30')$$

Здесь $\alpha = 1, 2$ и 3 соответственно для плоской, цилиндрической и сферической ударной волны, r — расстояние фронта волны от центра звезды, ρ_1 — плотность газа на данном расстоянии r . Постоянная C_0 определяется из начальных условий: скорость волны D_0 на расстоянии r_0 , где плотность ρ_1 также известна, обычно задается, исходя из данных о количестве энергии, выделенной при вспышке, и соотношения (7.29).

Анализ формулы (7.30) говорит о следующем: если с увеличением расстояния от центра звезды плотность ρ_1 уменьшается по закону $\rho_1 \sim r^{-3}$, то произведение $\rho_1 r^3$ будет величиной постоянной. Поэтому и скорость сильной ударной волны, возникшей в глубоких слоях звезды, сохраняет постоянное значение вдоль всей оболочки. Если плотность уменьшается быстрее (например, по закону $\rho_1 \sim r^{-m}$ причем показатель степени $m > 3$), то скорость ударной волны при ее выходе на поверхность звезды будет все увеличиваться.

Как было отмечено в начале этой главы, оболочки звезд верхней части главной последовательности нахо-

дятся в лучистом равновесии, оболочки красных звезд — карликов, гигантов и сверхгигантов — в конвективном равновесии. Расчет показывает, что в первом случае, начиная примерно с расстояния $r \approx 0,3$, показатель $m > 3$, причем его величина с ростом r все увеличивается. Отсюда следует, что ударная волна при движении через лучистую оболочку существенно увеличивает скорость. В конвективной оболочке m близко к 2 практически вдоль всего радиуса звезды, за исключением ее самых внешних слоев. Поэтому ударная волна движется в ней практически с постоянной скоростью (рис. 131).

И еще одно важное обстоятельство. Если скорость ударной волны равна D , то газ за ее фронтом движется по направлению от центра звезды со скоростью $v = \frac{3}{4} D$. Для каждого слоя звезды, находящегося на расстоянии r от центра, имеется своя характерная *параболическая скорость*:

$$v_\infty = \sqrt{\frac{2GM(r)}{r}}.$$

До тех пор, пока скорость газа v за фронтом волны остается меньше параболической скорости v_∞ , данный слой несколько смещается вслед за ударной волной, тормозится притяжением основной массы звезды и возвращается к своему первоначальному положению. Если же данный слой газа получит скорость больше параболической, то он (и тем более слои, которые расположены выше его), оторвавшись от ядра звезды, движется в межзвездное пространство.

Здесь судьба оболочки на некоторое время определяется тем, как осуществляется в ней перенос энергии до вспышки: — лучеиспусканием или конвекцией. В первом случае, как это уже было сказано, скорости ее отдельных слоев после отрыва от звезды будут существенно различными на различных начальных расстояниях от центра звезды. Такая оболочка очень быстро рассеивается в межзвездном пространстве. Во втором случае (конвективная оболочка) практически вся оболочка

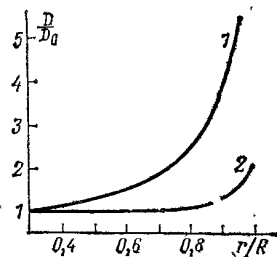


Рис. 131. Движение сильной ударной волны в лучистой (1) и конвективной (2) оболочке звезды

движется с постоянной скоростью. Поэтому и после отрыва от звезды она долгое время остается компактным образованием.

Альтернативы. Как показали расчеты В. С. Имшенника и Д. К. Надёжина (СССР), чтобы согласовать кривую блеска сверхновой II типа с наблюдениями, необходимо предположить, что звезда, масса которой $M \geq 2M_{\odot}$, в состоянии до вспышки является сверхгигантом, так что ее радиус равен 1000—10 000 радиусов Солнца. Перед ударной волной, движущейся в такой протяженной оболочке, образуется мощная прогревная зона — тепловая волна. Такая комбинация ударной и тепловой волн и позволяет получить «плато» на расчетной кривой блеска, неплохо согласующееся с наблюдениями.

В 1964 г. Н. С. Кардашев (СССР) предположил, что срыв оболочки сверхновой может произойти в результате намотки магнитных силовых линий быстро вращающимся ядром звезды, находящимся в стадии гравитационного сжатия, и медленно вращающейся оболочкой. Исследования таких «магнитно-ротационных» взрывов продолжаются.

В соответствии с гипотезой У. Фаулера (США) и Ф. Хойла (Англия) вспышки сверхновых I типа могут быть связаны с резким нарушением равновесия белых карликов при их охлаждении и последующем коллапсе до состояния нейтронных звезд.

Не снят с повестки дня и вопрос о роли неустойчивых радиоактивных изотопов в формировании кривой блеска сверхновой.

В самом деле, при вспышке звезды, при движении в ее оболочке сильной ударной волны температура в ней резко увеличивается. Это создает условия для синтеза тяжелых химических элементов. Предполагается, что при этом может образоваться значительное количество неустойчивых изотопов. Не так давно большие надежды возлагались на изотоп калифорния ^{254}Cf , период полураспада которого равен 55 суткам, что очень близко к характерному времени уменьшения светимости сверхновой I типа. В последнее время считается более вероятным, что этим эффективным радиоактивным изотопом может быть изотоп железа ^{59}Fe с периодом полураспада 45 суток или радиоактивный изотоп никеля ^{56}Ni , который распадается по схеме $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$. При массе порядка $0,35M_{\odot}$ энергия, выделяющаяся при

радиоактивном распаде этого изотопа, составляет 10^{49} эрг.

В последнее время интенсивно обсуждается вопрос о возможной двойственности сверхновых. В целом же, если говорить о теоретических исследованиях сверхновых в самом широком плане, то они лишь начинаются.

Пульсары

Сигналы «маленьких зеленых человечков». 24 февраля 1968 г. в английском журнале Nature («Природа») появилась небольшая научная статья, которой было суждено открыть новую страницу в астрономии. Авторами статьи была группа радиоастрономов Кембриджского университета А. Хьюиш, С. Белл, И. Пилкингтон, П. Скотт и Р. Коллинз, и сообщалось в ней о следующем.

Совершенно случайно (телескоп был смонтирован для другой цели) в августе 1967 г. на частоте 81,5 МГц (длина волны 3,68 м) были зарегистрированы необычные радиосигналы: импульсы продолжительностью около 0,3 секунды, которые повторялись через каждые 1,33730110168 секунды. Позднее было установлено, что этот промежуток времени (период P) даже на протяжении полугода выдерживается с точностью до 10^{-8} с. Однако амплитуда сигнала менялась. В частности, на протяжении некоторого времени сигнал вообще не регистрировался. Но время его начала с высокой точностью можно было рассчитать заранее.

Астрономов трудно удивить объектами, излучающими с переменной интенсивностью. Ведь именно так светятся пульсирующие переменные звезды, в частности, цефеиды. Но в данном случае период этой переменности был уж слишком мал.

В январе 1968 г. той же группой ученых были открыты еще три аналогичных источника импульсного излучения. Вскоре они получили общепринятое название *пульсаров*. Сегодня этих объектов известно около 360.

Пульсары принято обозначать четырехзначным числом. Первые две цифры означают часы, две следующие — минуты одной из координат пульсара — его прямого восхождения α . Впереди ставятся две буквы латинского алфавита, указывающие на место открытия и

объект. Первый пульсар получил обозначение CP 1919. Здесь С означает Кембридж, буква Р напоминает, что речь идет о пульсаре. Аналогично, пульсар, открытый в Пушино (СССР), обозначается буквами PP, в Национальной радиоастрономической обсерватории Грин Бэнк (США) — NP, на радиоастрономической обсерватории Джодрэлл Бэнк (Англия) — JP, на радиоастрономической обсерватории в Молонгло (Австралия) — MP. Сейчас широко распространено также обозначение PSR, причем к часам и минутам иногда добавляют знак и число градусов склонения.

Очень «строптивым» оказался пульсар PP 0943 + 10, который был открыт сотрудниками физического института АН СССР под руководством В. В. Виткевича (1917—1972). Сигналы от него регистрировались на протяжении нескольких дней (с периодом $P = 1,097707$ с), после чего они исчезли почти на полтора месяца. Поток энергии от этого объекта в максимуме на частоте $\nu = 70$ МГц при ширине полосы приема $\Delta\nu = 80$ кГц ($70-270$) $\cdot 10^{-26}$ Вт/м²·Гц. Примерно такое же количество энергии достигло бы поверхности Земли от обычной электрической лампочки, зажженной... на Луне.

Очевидно, прежде всего возник вопрос: где находятся эти объекты — внутри Галактики или за ее пределами? Ответ на него удалось получить, регистрируя излучение пульсаров на различных, но близких частотах. Сначала к наблюдателю приходит импульс более высокой частоты, потом более низкой. Такое запаздывание сигналов, которые излучаются далеким источником одновременно, происходит при прохождении радиоволн через межзвездную среду, в которой всегда имеется некоторое количество ионизованного газа (плазмы), а скорость распространения радиоволн в плазме тем меньше, чем больше длина волны (она всегда меньше скорости света в вакууме) и, тем самым, чем меньше частота сигнала. Измеряя время запаздывания сигнала на большей длине волны и принимая некоторую среднюю плотность плазмы в межзвездной среде, удается найти расстояние до пульсара. Все они находятся на расстояниях от 100 до 25 000 световых лет и, таким образом, являются членами нашей Галактики.

Исследование пространственного распределения пульсаров показало, что они группируются вблизи плоскости Млечного Пути, хотя и не так резко, как звезды. По-видимому, общее количество пульсаров значительно

больше, однако имеющаяся в наши дни аппаратура не в состоянии обнаружить их сигналы на фоне других космических радиисточников.

Период P большинства пульсаров близок к 0,75 с. Наибольшим ($P = 4,8$ с) является период пульсара — рентгеновского источника Центавр X-3, наименьшим ($P = 0,033$ с) долгое время считался период объекта NP 0531 + 21 (для сокращения записи периода десять последующих цифр мы отбросили). Но в 1982 г. в созвездии Лисички был обнаружен пульсар PSR 1937 + 214, период которого равен всего 1,558 миллисекунды (забегая вперед, отметим, что за секунду этот пульсар делает 642 оборота вокруг своей оси!). Вскоре недалеко от него был найден еще один — PSR 1953 + 29 с периодом 6,133 мс.

Пульсар NP 0531 находится в Крабовидной туманности. В декабре 1968 г. на Стewardской обсерватории У. Кук, М. Дисней и Д. Тейлор путем тонкого эксперимента установили, что его можно отождествить со звездой 16,5^m, находящейся почти в центре туманности. Эта звезда (еще в 1939 г. В. Бааде (1893—1960) и Р. Минковский (1895—1976) (США) пришли к выводу, что она является остатком вспышки сверхновой 1054 г.) так же ритмично, с тем же периодом 0,033 с вспыхивает, достигая в максимуме блеска величины 13,9^m. Впрочем, сопоставление наблюдений 1942 и 1968 гг. показало уменьшение среднего блеска этого пульсара почти на одну звездную величину. В спектре звезды Бааде — Минковского нет ни линий поглощения, ни эмиссионных линий. Это обстоятельство очень важно, так как оно «проливает дополнительный свет» на проблему механизма излучения пульсаров.

Через несколько месяцев этот пульсар преподнес астрофизикам новый сюрприз: он оказался мощным источником рентгеновского излучения, причем в рентгеновском диапазоне на протяжении периода 0,033 сек наблюдаются две вспышки практически одинаковой интенсивности. Расчет показывает, что больше всего энергии (около 10^{36} эрг/с) этот пульсар излучает именно в рентгеновском диапазоне, тогда как в оптическом его мощность примерно в 200 раз меньше, а в радиодиапазоне — еще в сотни раз меньше.

Как показывают наблюдения, периоды пульсаров P со временем увеличиваются. Если ввести «возраст» пульсара t_* , измеренный в годах, а период P выразить

в миллисекундах, то $P = 2t_*^{2/5}$. Наиболее быстро — на $4,2 \cdot 10^{-13}$ с за каждую секунду удлиняется период пульсара NP 0531. Оценки показывают, что «возраст» пульсаров, у которых $0,5 < P < 2$ с, достигает $10^6 \leq t_* \leq 3 \cdot 10^7$ лет.

Что же известно сегодня о природе этих объектов? Сначала было высказано предположение, что пульсары — это пульсирующие белые карлики. Однако, подставляя в формулу (7.21) среднее значение плотности белого карлика, можно найти, что периоды пульсаций этих звезд не могут быть меньше 2 секунд. Поэтому внимание астрофизиков было сосредоточено на нейтронных звездах.

Нейтронные звезды. В 1932 г. были открыты две новые элементарные частицы: позитрон и нейтрон. Вполне естественно поэтому, что перед астрономами и физиками сразу же встал вопрос и об их возможной роли в строении и эволюции звезд. В 1934 г. В. Бааде и Ф. Цвикки (1898—1974) (США) высказали предположение, что вспышка сверхновой связана с переходом обычной звезды в состояние нейтронной звезды. В 1937 г. Л. Д. Ландау (1908—1968) (СССР) теоретически обосновал возможность существования вещества в сверхплотном нейтронном состоянии. Еще через два года Дж. Р. Оппенгеймер и Г. Волков (США) провели подробное исследование внутреннего строения нейтронных звезд. Ими был установлен верхний предел массы нейтронной звезды — $0,76 M_\odot$. Позже теоретики пришли к выводу, что в центральных областях нейтронной звезды содержится значительное количество сверхтяжелых элементарных частиц — гиперонов (прежде всего, это сигма-минус-гипероны, обозначаемые символом Σ^-), а также мю-мезонов. Учет давления гиперонного газа в центральных областях звезды повышает предельную величину ее массы более чем в три раза — примерно до $2,5 M_\odot$. Радиус такой звезды равен всего 12 км. Для нейтронной звезды с массой 0,1 массы Солнца радиус равен 20 километрам.

Расчеты показывают, что нейтронные звезды должны быстро вращаться вокруг своей оси и обладать сильным магнитным полем. Эти выводы можно проверить следующим образом. Вращение звезды характеризуется несколькими параметрами: угловой скоростью ω , моментом инерции I , моментом количества движения $\mathcal{L}$. Для однородного шара ($\rho = \text{const}$) момент инерции записы-

вается через массу M и радиус R так:

$$I = \frac{2}{5} MR^2.$$

В том случае, если при сжатии звезды момент количества движения

$$\mathcal{L} = I\omega$$

сохраняется ($\mathcal{L} = \text{const}$), величину угловой скорости вращения звезды вокруг своей оси в процессе сжатия можно оценить из элементарного соотношения $\omega R^2 = \text{const} = \omega_0 R_0^2$ или

$$\omega = \omega_0 \left(\frac{R_0}{R} \right)^2. \quad (7.31)$$

Предположим, что в начале сжатия звезда (точнее, та часть «обычной» звезды, из которой формируется нейтронная звезда) имела те же параметры, что и Солнце: $R_0 \approx 7 \cdot 10^{10}$ см, период вращения вокруг оси $T_0 \approx 25$ суток ($\omega_0 = \frac{2\pi}{T_0} \approx 3 \cdot 10^{-6}$ рад/с), так что частота вращения $f_0 = \frac{1}{T_0} \approx 4,63 \cdot 10^{-7} \text{ с}^{-1}$. Пусть в конце сжатия радиус звезды достигает значения $R \approx 20$ км. Из формулы (7.31) следует, что при сохранении момента количества движения в процессе сжатия конечная угловая скорость будет равной $1,2 \cdot 10^9 \omega_0$, т. е. угловая скорость и частота вращения звезды увеличилась бы при ее сжатии в миллиард раз. В данном случае

$$f = f_0 \left(\frac{R_0}{R} \right)^2 \approx 560 \text{ с}^{-1}$$

— после сжатия звезда вращалась бы с частотой 560 оборотов за одну секунду. По-видимому, при сжатии значительную часть момента количества движения звезда успевает передать оболочке, например, с помощью магнитных силовых линий. Поэтому истинная скорость вращения нейтронной звезды меньше.

Оценим теперь напряженность магнитного поля нейтронной звезды. При сжатии ионизованного газа сжимаются также и магнитные силовые линии, которые как бы «приклеены» к плазме (или, как еще принято говорить, «вморожены» в вещество). Поэтому поток магнитного поля через поверхность звезды при ее

сжатия остается постоянным, так что

$$4\pi R^2 H = \text{const.}$$

Отсюда получаем, что при уменьшении радиуса звезды от R_0 до R напряженность магнитного поля возрастает в $(R_0/R)^2$ раз, так что

$$H = H_0 \left(\frac{R_0}{R} \right)^2.$$

Так, если начальная напряженность магнитного поля H_0 была равной одному эрстеду, то после сжатия она должна достигать 10^9 эрстед.

Как видим, теория допускает существование небольших по размерам сверхплотных, быстро вращающихся и сильно намагниченных тел — нейтронных звезд. Но существуют ли такие объекты на самом деле? Сейчас большинство астрофизиков отвечает на этот вопрос положительно, считая, что нейтронными звездами и являются пульсары.

Модель пульсара. Явление пульсара, однако, не связано с *пульсациями* нейтронной звезды, в этом случае все было бы слишком просто и слишком хорошо. Принимая среднюю плотность нейтронной звезды равной 10^{12} г/см³, находим по формуле (7.21), что период пульсации нейтронной звезды равен всего 0,001 секунды. А это в сотни раз меньше наблюдаемых периодов пульсаров.

Тогда же, в 1968 г. Т. Голд (США) предложил модель «маяка», согласно которой пульсар — это *вращающаяся* нейтронная звезда, магнитная ось которой не совпадает с осью вращения. Предполагается, что угол между этими двумя осями достигает 90°. Именно такое явление наблюдается у *магнитных звезд*, которых сегодня известно около 100. Напряженность магнитного поля этих звезд достигает 34 000 эрстед, причем магнитное поле изменяет свою полярность за время от 0,5 суток до 20 лет. Почти как правило у этих звезд угол наклона магнитной оси к оси вращения близок к 90°.

В модели типа «маяка» интервал между импульсами соответствует периоду вращения нейтронной звезды вокруг своей оси (рис. 132). В самом деле, если обычный маяк излучает узкий пучок света и при этом вращается, то на корабле, находящемся в море, наблюдаются периодические вспышки. Они повторяются через промежуток времени, равный периоду вращения маяка,

а продолжительность вспышки определяется шириной пучка света. Аналогично, если на вращающейся звезде имеется «горячее пятно», излучающее узким пучком, то в момент, когда этот пучок направлен к наблюдателю, последний регистрирует импульсы излучения. Исходя из этой модели, удастся понять, почему в большинстве случаев на месте вспышки сверхновой, где пульсар должен бы находиться, он не обнаружен. В частности, пульсар не найден в остатке вспышки сверхновой 1572 г. (Сверхновая Тихо). По этой модели наблюдаются лишь пульсары, удачно ориентированные по отношению к Земле.

Сначала представлялось вероятным, что «горячим пятном» является

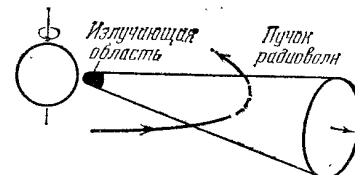


Рис. 132. Модель пульсара типа «маяк»

магнитный полюс нейтронной звезды. Однако многие теоретические соображения приводят к выводу, что область излучения на самом деле находится на расстоянии около 100 радиусов звезды от ее поверхности. Энергия высвечивания пульсара освобождается, по-видимому, за счет медленного торможения вращательного движения нейтронной звезды. Правда, пока не ясен механизм передачи этой энергии от поверхности звезды к излучающей области. Возможно, вблизи полюсов возникают сильные электрические поля, ускоряющие потоки частиц, идущих из областей магнитных полюсов вдоль магнитных силовых линий. Превращение энергии частиц в энергию электромагнитного излучения происходит в упомянутой области высвечивания.

Природа механизма электромагнитного излучения пульсаров до сих пор также остается не ясной. Некоторое время большим успехом пользовалась гипотеза синхротронного механизма. Из теории следует, что время высвечивания релятивистских электронов равно

$$t_m = \frac{5 \cdot 10^8}{H^2} \left(\frac{mc^2}{E} \right). \quad (7.32)$$

За это время энергия E релятивистского электрона, движущегося поперек магнитного поля с напряженностью H , уменьшается вдвое. При $H = 10^6$ эрстед и энергии электрона $E/mc^2 = 100$ имеем $t_m \approx 5 \cdot 10^{-6}$ секунды. Отсюда следует, что для объяснения «работы»

пульсара необходимо предположить, что он на протяжении миллионов лет работает как мощный ускоритель элементарных частиц (для объяснения рентгеновского излучения пульсаров необходимы электроны с энергией $E \approx 10^5 mc^2$). Как показали расчеты С. А. Каплана (1921—1978) и В. Н. Цытовича (СССР), основные наблюдательные характеристики пульсаров можно, по-видимому, объяснить комбинацией нескольких механизмов излучения, в том числе синхротронного механизма и комптоновского рассеяния фотонов на релятивистских частицах.

В нескольких случаях наблюдались скачкообразные уменьшения периода пульсаров — «сбои». Так, в 1969 г. период пульсара PSR 0833—45 уменьшился на 200 наносекунд, т. е. на $2 \cdot 10^{-6}$ значения периода

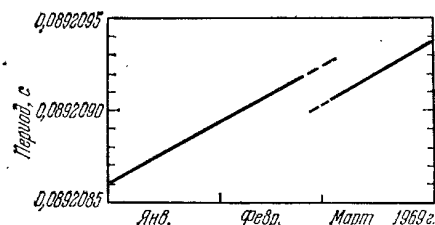


Рис. 133. Скачкообразное уменьшение периода у пульсара PSR 0833—45

(рис. 133). Явление «сбоя» периода этого пульсара повторилось в конце 1971 г. Несколько раз, хотя и в меньших масштабах, «сбои» периода имели место и у пульсара NP 0531 в Крабовидной туманности. В связи с этим была высказана гипотеза «звездотрясений», сущность которой заключается в следующем. В результате быстрого вращения нейтронная звезда, состоящая из жидкого ядра, окруженного тонкой твердой оболочкой — корой, приобретает определенную сплюснутую форму. Со временем период вращения звезды уменьшается, изменяется ее момент инерции, и звезда «стремится» приобрести форму, более близкую к сферической. Так как нейтронная звезда окружена твердой корой, то такое изменение формы происходит внезапно и сопровождается разрушением коры.

Как уже отмечалось, лишь несколько пульсаров удалось отождествить с остатками сверхновых. Об одной из возможных причин — узкой направленности излуче-

ния — уже говорилось. Кроме того, возможно, существует еще и вторая причина. Если сверхновая до вспышки являлась компонентой двойной системы (или если вспышка была несимметричной), то после вспышки сверхновой пульсар получает большую скорость — так называемый *эффект пращи*. За время существования туманности — остатка сверхновой пульсар может удалиться от нее на сотни световых лет. Это подтверждается наблюдениями: скорости пульсаров достигают, по-видимому, 400—600 км/с.

Открытие пульсаров заострило еще одну важную проблему: каковы свойства вещества, помещенного в сверхсильное магнитное поле. Сегодня в изучении этого вопроса уже достигнуты определенные успехи.

Так, известно, что в простейшем случае атома водорода при увеличении магнитного поля происходит сближение электрона и протона, энергия связи атома (потенциал ионизации χ) существенно увеличивается. В частности, при напряженности магнитного поля 10^{12} эрстед потенциал ионизации увеличивается в 20 раз, а при $H = 10^{13}$ эрстед — в 30 раз.

В рамках квантовомеханических представлений атом водорода можно рассматривать состоящим из практически точечного положительного заряда — ядра и отрицательно заряженного облачка — электрона. Именно диаметр этого облачка (порядка 10^{-8} см) и определяет размеры атома. В сверхсильном магнитном поле это отрицательное облачко вытягивается вдоль силовой линии, причем при напряженности поля 10^{13} эрстед отношение толщины такого облачка к длине достигает 1:8.

Аналогичное явление происходит и у других, более сложных атомов. Подобная деформация электронных оболочек приводит к тому, что сила взаимодействия между атомами будет гораздо сильнее, чем в обычных условиях. Атомы сближаются таким образом, чтобы ядро одного из них входило в плотную часть электронного облака другого. А так как последние вытянуты вдоль магнитного поля, то при соединении многих атомов они образуют полимерные цепочки. В целом, вещество, помещенное в сверхсильное магнитное поле, будет обладать такими свойствами, с которыми нам еще не приходилось встречаться ни в повседневной жизни, ни в лабораториях.

Рентгеновские пульсары и барстеры. Сегодня известно около 20 рентгеновских пульсаров, являющихся

членами двойных систем. Их периоды лежат в пределах от 0,07 с до 30 мин. Один из них — рентгеновский источник Центавр X-3. Орбитальный период обращения системы равен 2,087 суток, период импульсного рентгеновского излучения $P = 4,84$ секунды. Этот рентгеновский источник был отождествлен со спектрально-двойной звездой 13 величины.

Исследования спектра системы привели к выводу, что масса оптической звезды примерно равна $15 M_{\odot}$, ее радиус — $7,8 R_{\odot}$. Компонента — источник рентгеновского излучения — имеет массу порядка массы Солнца и представляет собой нейтронную звезду.

Вторым рентгеновским пульсаром является объект Геркулес X-1. Период его пульсаций равен 1,2378 секунды. Этот источник был отождествлен с переменной звездой HZ Геркулеса, блеск которой на протяжении 1,700 суток колеблется от 13^m до 15^m . Период обращения этой двойной системы также равен 1,7 суток. Поэтому колебания блеска звезды HZ Геркулеса наиболее естественно объясняются тем, что на ее поверхности имеется большое горячее пятно, которое обращено к рентгеновскому источнику и возникает благодаря его мощному рентгеновскому излучению. Масса звезды HZ Геркулеса превышает массу Солнца, ее радиус равен $2R_{\odot}$, масса рентгеновской звезды — около одной массы Солнца. Рентгеновская светимость источника колебалась с периодом 35 дней — источник то «включался», то «выключался», хотя нагрев оптической звезды при этом не прекращался (и величина горячего пятна на ней не изменялась). Считалось, что нейтронная звезда как бы скрывается от наблюдателя аккреционным диском, ориентация плоскости которого меняется со временем. Но в середине 1983 г. рентгеновские сигналы от объекта исчезли. При этом кривая блеска переменной HZ Геркулеса практически не изменилась. Возможно, здесь произошло некоторое смещение угловой диаграммы излучения и она направлена уже в сторону от Земли.

В 1983 г. прекратил излучать, причем «выключился» по-настоящему, рентгеновский источник 4U 2129 + 47 в Лебеде. Это — двойная система с периодом орбитального обращения 5,2 суток. В данном случае эффект отражения (горячее пятно) на звезде V 1727 Лебеда (спутнике) исчез.

В 1967 г. были открыты «временные» рентгеновские источники (ВРИ) или рентгеновские новые. Речь идет об объектах, которые появляются на небе неожиданно, за несколько дней увеличивают свою рентгеновскую светимость до наибольшего значения, после чего на протяжении нескольких недель, месяцев или даже лет угасают. Наиболее эффективным из 50 известных ВРИ является объект A 0620—00. 13 августа 1975 г. он был ярчайшим на рентгеновском небе, погас же он лишь в марте 1976 г. Установлено, что этот источник является двойной системой с периодом 7,8 суток. Его видимая компонента (блеск 20^m) имеет массу около $0,5 M_{\odot}$ и относится к спектральному классу K или M. Невидимая компонента, возможно, является «черной дырой».

Несколько рентгеновских новых оказались пульсарами. Это, в частности, объект A 1118—61 (период $P = 6,75$ мин), A 0535—26 ($P = 103,8$ с), 4U 0115 + 63 ($P = 3,61$ с). Заметим, что буквами A и U обозначены соответственно источники, открытые английским спутником «Ариэль-5» или американским «Ухуру»; первая группа цифр указывает на прямое восхождение объекта ($\alpha = 11^h 18^m$), вторая — его склонение ($\delta = -61^\circ$).

Нельзя не упомянуть об удивительном источнике рентгеновского излучения SS 433, находящемся на границе созвездий Водолея и Орла (в названии объекта две буквы обозначают каталог звезд с яркими эмиссионными линиями, составленный в 1977 г. К. Б. Стефенсоном и Н. Сандулеком (США)). В 1978 г. было установлено, что этот объект, расстояние до которого оценивается в 5,5 кпк, является переменным точечным радиоисточником, находящимся внутри протяженной области радиоизлучения W 50. Год спустя уже отмечалось, что о SS 433 составлено столько теорий, сколько в мире существует теоретиков... Сейчас картина как будто прояснилась. По исследованиям спектра SS 433 установлено, что речь идет о спектрально-двойной звезде с периодом обращения 13,1 суток. Одна из компонент — массивная горячая звезда-сверхгигант, ее масса, по оценкам А. М. Черепашука (СССР), около $18 M_{\odot}$. Второй компонентой является нейтронная звезда или черная дыра с массой около $6 M_{\odot}$, окруженная плотным горячим газовым диском. От нее в направлении, перпендикулярном плоскости обращения компонент (и диска) в виде двух тонких струй со скоростями 80 000 км/с извергаются

вещество. При этом ось струи и диск совершают прецессионное движение с периодом 164 дня. Ось прецессии наклонена к лучу зрения под углом около 80° , угол прецессии равен 20° . Механизм ускорения вещества в системе SS 433 пока остается неясным.

Вспышки рентгеновских новых связаны, по-видимому, с перетеканием вещества от главной компоненты к ее спутнику — нейтронной звезде. Напомним, что падение на звезду вещества из окружающего пространства называется *аккрецией* (лат. accretio — увеличиваюсь). Из формулы (2.15) следует, что скорость падения вещества у поверхности нейтронной звезды при массе, равной $1M_\odot$, и радиусе в 10 км достигает значения $v = 1,6 \cdot 10^{10}$ см/с $\approx 0,5 c$, где c — скорость света. Энергия, освобождающаяся при торможении 1 г вещества (гравитационный потенциал), равна $1,3 \cdot 10^{20}$ эрг/г, т. е. примерно $0,2 c^2$. При мощности рентгеновского источника $L \approx 10^{37}$ эрг/с достаточно, чтобы поток вещества на нейтронную звезду $j = 4\pi r^2 \rho v = 4\pi R^2 \rho_0 v_0$ (ρ и v — плотность вещества в потоке и его скорость на расстоянии r от центра звезды) был равен 10^{17} г/с $\approx 10^{-9} M_\odot/\text{год}$.

Но так как нейтронная звезда обладает сильным магнитным полем, то свободное падение вещества на ее поверхность невозможно. На некотором расстоянии r_A , именуемом *альвеновским радиусом*, кинетическое давление $p_k = \rho v^2$ сравнивается с давлением магнитного поля звезды $p_m = \frac{H^2}{8\pi}$, и движение прекратится. В экваториальной плоскости звезды напряженность дипольного магнитного поля изменяется с расстоянием по закону $H = H_0 \frac{R^3}{r^3}$, где H_0 — ее значение непосредственно на поверхности звезды. Из равенства $p_k = p_m$, воспользовавшись формулой (2.15), находим

$$r_A = \left(\frac{H_0^2 R^6}{\sqrt{2GM} j} \right)^{2/7}.$$

При $j = 10^{17}$ г/с, $R = 10$ км и $H_0 = 10^{12}$ Э $r_A \approx 100 R$.

Далее, если аккреция происходит за счет обмена веществом в двойной системе, то при движении элемента массы через внутреннюю точку Лагранжа по направлению к нейтронной звезде его момент количества движения (в расчете на 1 г) сохраняется: $K = vr$. По мере

приближения к нейтронной звезде центробежное ускорение $a = \frac{v^2}{r} = \frac{K^2}{r^3}$ возрастает быстрее, чем ускорение

свободного падения $g = \frac{GM}{r^2}$. Поэтому вещество не может непосредственно упасть на нейтронную звезду, а начинает двигаться вокруг нее. Постепенно, сталкиваясь между собой, частицы вещества образуют вокруг звезды газовый диск (рис. 134). Далее отдельные его элементы

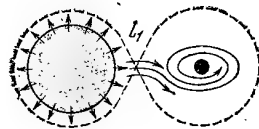


Рис. 134. Перетекание вещества от главной звезды к нейтронной звезде — источнику рентгеновского излучения

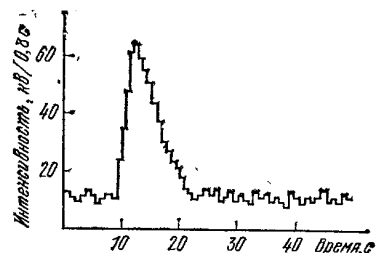


Рис. 135. Типичная вспышка рентгеновского источника «барстера» (источник МХВ 1636—53)

проникают в магнитосферу звезды, перемещаются вдоль силовых линий к ее магнитным полюсам. При столкновении падающего вдоль узкой «аккреционной колонки» вещества с поверхностью нейтронной звезды и происходит освобождение энергии, высвечиваемой рентгеновским источником.

Известно уже несколько десятков *барстеров* — источников импульсного рентгеновского излучения. В данном случае длительность импульсов составляет всего несколько десятков секунд с интервалом между ними до нескольких минут (рис. 135). Например, в марте 1976 г. за двое суток было зарегистрировано около 4 тысяч вспышек источника МХВ 1730—335 (первая буква этого обозначения говорит о том, что объект открыт группой Массачусетского технологического института, США). Некоторые из барстеров находятся в шаровых скоплениях. По-видимому, барстер представляет собой тесную двойную систему, состоящую из красного карлика и нейтронной звезды. Вспышки в рентгеновском диапазоне являются, как полагают, итогом ядерного взрыва вещества, накапливающегося на поверхности нейтронной звезды.

Два пульсара — PSR 0833 — 45 (в Парусах) и PSR 0531 + 21 (в Крабе) — оказались мощными дискретными источниками гамма-излучения. Еще один источник (по мощности он второй после пульсара в Парусах) назван Геминга (от *Geminorum* — Близнецы и *gamma* — γ -источник). Вопрос о причине гамма-всплесков пока остается нерешенным. Полагают, что они могут быть обусловлены «звездотрясениями» на нейтронной звезде или «вулканическими извержениями» на ней.

Как оказалось, в Галактике существует еще один тип рентгеновских источников — *поляры*, объекты типа двойной звезды AM Геркулеса. Блеск упомянутой звезды меняется в пределах от 12^m до 13^m с периодом 3,094 часа. Особенным же здесь является ритмичное, на протяжении периода, изменение поляризации излучения (отсюда и название объектов), достигающее наибольшего значения 5 %. По-видимому, эта двойная система состоит из красного карлика, заполнившего свою полость Роша, и белого карлика, на поверхности которого напряжение магнитного поля достигает величины $2 \cdot 10^8$ Э. Поляризованное излучение — это не что иное, как направленное циклотронное излучение электронов, вращающихся в магнитном поле белого карлика.

Черные дыры

Гравитационный радиус тела. Возможность существования черных дыр основана на одном следствии общей теории относительности.

Вспомним, что по закону всемирного тяготения все материальные тела притягиваются друг к другу с силой, обратно пропорциональной квадрату расстояния между ними ($F \sim \frac{1}{r^2}$). При решении многих задач теоретической астрономии нет надобности обсуждать форму этих тел или распределение массы вдоль радиуса. Достаточно предположить, что вся масса сконцентрирована в центре тела. Из формулы закона всемирного тяготения (1.4) следует, что если расстояние между «точечными» массами уменьшается до нуля ($r \rightarrow 0$), то сила их гравитационного взаимодействия возрастает до бесконечности ($F \rightarrow \infty$).

В общей теории относительности понятия силы взаимодействия между телами нет. В ней используется

представление об искривленном пространстве-времени, причем степень отклонения от евклидова пространства зависит от величины массы тела и расстояния до него, но в некоторых частных случаях теория относительности позволяет получить решения, которые допускают интерпретацию явлений с помощью более привычных для нас понятий ньютоновской механики. Это, в частности, относится к понятию силы гравитационного взаимодействия между телами.

Так, из теории относительности следует, что сила притяжения, действующая между массой M и пробной частицей m , возрастает до бесконечности не при $r \rightarrow 0$, а при $r \rightarrow R_g$, причем

$$R_g = \frac{2GM}{c^2} \quad (7.33)$$

— *гравитационный радиус* тела. Этот вывод был получен К. Шварцшильдом в 1916 г. Сфера радиуса R_g , описанная вокруг центра массы M , называется *сферой Шварцшильда*.

Если предположить, что звезда массы M «втиснута» в свою сферу Шварцшильда, то средняя плотность вещества в данном состоянии определяется соотношением

$$\bar{\rho} = 2 \cdot 10^{16} \left(\frac{M_\odot}{M} \right)^2 \text{ г/см}^3.$$

Для Солнца гравитационный радиус R_g равен 2,96 километра, а соответствующая средняя плотность $\bar{\rho} \approx 2 \cdot 10^{16} \text{ г/см}^3$, что существенно превышает плотность атомного ядра ($\rho_\text{я} = 10^{14} \text{ г/см}^3$). О свойствах вещества при столь больших плотностях вообще мало что известно. Но при массе, скажем, 50 масс Солнца средняя плотность будет значительно меньше плотности атомного ядра, т. е. меньше плотности нейтронных звезд, в существовании которых сегодня уже никто не сомневается. Так почему бы не предположить, что при определенных условиях звезда (скажем, «для начала», — массивная звезда) может сжаться до размеров меньше ее гравитационного радиуса. Предположим, что это так, и посмотрим, какие выводы из этого последуют.

Эффект замедления времени. Плотное тело большой массы не только изменяет геометрические свойства пространства вокруг себя, но влияет на темп течения времени и на скорость протекающих вблизи него процессов.

Обозначим через Δt интервал времени между двумя событиями, которые происходят на расстоянии r от центра тела. Предположим для конкретности, что это расстояние r равно радиусу тела, так что упомянутые события происходят на его поверхности. В этом случае τ будет *собственным временем*, временем, измеренным наблюдателем на поверхности тела. Пусть далее Δt — промежуток времени между этими же событиями, который будет зафиксирован наблюдателем, удаленным от этого тела «на бесконечность» (так называемое *координатное время*). Из теории следует, что оба эти интервала времени связаны между собой соотношением

$$\Delta t = \frac{\Delta \tau}{\sqrt{1 - \frac{2GM}{rc^2}}} = \frac{\Delta \tau}{\sqrt{1 - \frac{R_g}{r}}}. \quad (7.34)$$

Видно, что если расстояние до центра тела r существенно больше его гравитационного радиуса R_g , то $\Delta t = \Delta \tau$ — на больших расстояниях от гравитирующей массы координатное время совпадает с собственным. Но если $r \rightarrow R_g$, то при любом конкретном интервале собственного времени $\Delta \tau$ имеем $\Delta t \rightarrow \infty$. Другими словами, интервал координатного времени — промежуток времени между двумя событиями — становится бесконечно большим.

Под интервалом времени Δt можно подразумевать и период электромагнитной волны $T = \frac{1}{\nu} = \frac{\lambda}{c}$. В таком случае из (7.34) следует, что длина волны λ , регистрируемая наблюдателем, будет больше длины волны λ_0 , испускаемой атомом на расстоянии r от центра конфигурации, причем

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \frac{R_g}{r}}}$$

и при $r \rightarrow R_g$ имеем $\lambda \rightarrow \infty$.

Этот эффект замедления времени — эффект красного смещения длин волн вблизи гравитирующей массы и необходимо учитывать при изучении сжатия ядра звезды большой массы на конечном этапе ее эволюции.

После того, как поверхностные слои звезды пересекут сферу Шварцшильда, испускаемые ими лучи света уже не могут выйти к удаленному наблюдателю. Поэтому сфера Шварцшильда именуется еще горизонтом со-

бытий, а сжатие звезды за нее — гравитационным само-замыканием.

«Бесконечное угасание». Вернемся к вопросу о конечных этапах эволюции звезды, масса которой превышает $2,5\text{--}3 M_\odot$. За счет резких потерь энергии на излучение нейтрино происходит все ускоряющееся сжатие ядра звезды. До тех пор пока радиус звезды $r > 10 R_g$, время этого сжатия можно оценить по формуле (6.3).

При $r < 10 R_g$ становятся существенными эффекты общей теории относительности. Дальнейшая картина движения фиксированного слоя (скажем, «поверхности» ядра) существенно зависит от того, в какой системе координат находится наблюдатель.

Представим себе, что наблюдатель «выгодно» устроился на верхнем слое сжимающегося ядра. Тогда он фиксирует свое собственное время. Он обнаружит, что от начала движения с расстояния $r = 10 R_g$ до $r = R_g$ прошло несколько секунд. Скорость движения при этом увеличилась практически до скорости света. Переход через поверхность сферы Шварцшильда для него длится мгновение.

Совершенно другую картину зафиксирует наблюдатель, сидящий около телескопа в далекой галактике. Для него скорость движения верхнего слоя v сначала также возрастает (при $r = 2R_g$ скорости $v = \frac{1}{2}c$!), потом движение замедляется, и при $r \rightarrow R_g$ скорость уменьшается до нуля. Момент прохождения этого фиксированного слоя через поверхность сферы Шварцшильда, с точки зрения удаленного наблюдателя, «отсрочен» в бесконечно далекое будущее.

Сказанное можно описать простой формулой. Так, если в момент $t = 0$ фиксированный внешний слой сжимающейся звезды находился на расстоянии r_1 от центра звезды, то в дальнейшем, с точки зрения бесконечно удаленного наблюдателя, это расстояние уменьшается по закону

$$r = R_g + (r_1 - R_g)e^{-\frac{ct}{2R_g}}.$$

Видно, что расстояние от центра звезды, равное ее гравитационному радиусу R_g , достигается лишь при $t \rightarrow \infty$.

Из теории также следует, что если в момент $t = 0$ светимость звезды была равной L_0 , то в дальнейшем

она уменьшается по закону

$$L = L_0 e^{-\frac{2c}{3\sqrt{3}R_g} t}.$$

Мы видим, что $L \rightarrow 0$ (светимость уменьшается до нуля), если только $t \rightarrow \infty$. Для внешнего наблюдателя звезда как бы «застывает», угасая лишь в бесконечно отдаленном будущем. На самом же деле ее светимость уменьшается очень быстро, так как характерное время уменьшения светимости $\Delta t \approx \frac{3\sqrt{3}R_g}{2c}$ очень мало.

Черные дыры... испаряются. Известный физик Дж. Уилер (США) высказал однажды афоризм: «Черные дыры не имеют волос». Понимать его нужно так, что, в отличие от обычной звезды, черная дыра не имеет никаких индивидуальных характеристик, — кроме массы M , ее момента количества движения K и электрического заряда Q . При этом максимально возможное значение момента K_* находится из условия, что линейная скорость на экваторе вращающейся звезды при $R \rightarrow R_g$ сравнивается со скоростью света, так что $K_* \approx \frac{0,2GM^2}{c}$.

Как оказалось, вращение черной дыры приводит к появлению у нее некоторых новых черт. Прежде всего, существенно уменьшается радиус сферы, поверхность которой была названа выше горизонтом событий (гс); при $K = K_*$ имеем $R_{гс} = \frac{1}{2}R_g$. При этом также происходит как бы расслоение «обычной» сферы Шварцшильда: поверхность бесконечного красного смещения приобретает форму эллипсоида, малая ось которого совпадает с осью вращения, причем величина малой полуоси $b = R_{гс} = \frac{1}{2}R_g$, тогда как большой полуоси $a = 2R_{гс} = R_g$. Пространство же между горизонтом событий и поверхностью бесконечного красного смещения называется *эргосферой*. Из теории следует, что если материальная частица, попав в эргосферу, разделится в ней на несколько частей, то энергия ее выброшенных наружу фрагментов может существенно превосходить энергию исходной частицы.

Еще более удивительными оказались возможности, «предоставленные» черным дырам законами квантовой теории поля. Так, в 1971 г. Я. Б. Зельдович (СССР)

обнаружил, что в поле тяготения вращающейся черной дыры происходит спонтанное (самопроизвольное) рождение пар элементарных частиц. Одна из частиц пары сразу же падает на черную дыру, другая движется в направлении далекого наблюдателя. В 1974 г. С. Хокинг (Англия) пришел к выводу, что такое рождение частиц (в частности, фотонов с частотами $\nu = \frac{c}{R_g}$) происходит

и в окрестностях не вращающихся черных дыр. Полное «испарение» черной дыры (если только ее масса не увеличивается за счет захвата ею межзвездного газа) происходит за время $t \approx 10^{66} \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^3$ лет. По мере уменьшения массы черной дыры этот процесс все ускоряется и последние 10^9 г она испаряет за 0,1 с, причем выделяется энергия около 10^{30} эрг. Отсюда также следует, что если во Вселенной в далеком прошлом и образовывались черные дыры с небольшими массами, то сегодня их уже нет.

Но если в природе и в самом деле происходят процессы «испарения» черных дыр, то тем самым нарушаются казавшиеся абсолютными, фундаментальными законы сохранения барионов и лептонов. Об этих законах мы уже говорили, записывая соотношение (5.3). В самом деле, при рождении частиц в поле тяготения черной дыры появляется одинаковое количество частиц и античастиц, суммарный барионный заряд которых равен нулю. Полное же испарение черной дыры начинается при некотором ее барионном заряде Q , а заканчивается при $Q = 0$. Представление о нарушении закона сохранения барионного заряда (как и лептонного) уже используется для объяснения зарядовой асимметрии вещества во Вселенной (см. с. 523).

Где искать черные дыры? Итак, из теории следует, что в результате коллапса звезда большой массы может сжаться в своей сфере Шварцшильда и полностью изолироваться от окружающей ее среды. Оценки показывают, что число черных дыр в нашей Галактике может достичь 100 миллионов. Однако обнаружить такой объект можно, по-видимому, лишь в том случае, если он является компонентой двойной системы.

Как уже отмечалось, в двойных системах происходит обмен массой между компонентами. Предположим, что из оболочки «нормальной» звезды через внутреннюю точку Лагранжа газ перетекает по направлению к чер-

ной дыре. Подробный анализ, проведенный Я. Б. Зельдовичем и его учениками, показал, что в поле тяжести черной дыры газ будет двигаться по спиральным траекториям и резко разогреваться. Температура газового диска, образующегося вокруг черной дыры, может достигать нескольких десятков миллионов градусов. Таким образом, если только черная дыра является компонентой двойной системы, то она может быть мощным источником рентгеновского излучения, с характерными (на протяжении 0,000 001—0,01 с) нерегулярными колебаниями интенсивности этого излучения.

Наиболее вероятным кандидатом в черные дыры считается невидимый спутник звезды HDE 226868 — мощного рентгеновского источника Лебедь X-1, расстояние до которого — более 6500 световых лет. Период орбитального обращения этой системы 5,6 суток. Оценки массы компонент дают величины $M = 20 M_{\odot}$ для нормальной звезды (она относится к классу В) и около $10 M_{\odot}$ для источника рентгеновского излучения. Дискуссия вокруг этого вопроса продолжается вот уже около 15 лет.

Привлекает внимание и рентгеновский источник 4U 0352 + 30, который удалось отождествить с двойной звездой X Персея. Орбитальный период обращения компонент этой системы равен 580 суток, масса невидимой — около $20 M_{\odot}$. В рентгеновском излучении объекта замечена переменность с периодом 15,6 мин. Поэтому сегодня предполагается, что X Персея является тройной системой, состоящей из «обычной» звезды класса В, нейтронной звезды (рентгеновского пульсара) и черной дыры.

В списке «претендентов» в черные дыры числится и один из интереснейших объектов звездного неба — затменно-переменная звезда в Возничего. Масса ее видимой компоненты $M \approx 35 M_{\odot}$, невидимой — около $23 M_{\odot}$, орбитальный период обращения этой системы — около 27 лет. Во время полного затмения главной звезды системы (спектрального класса F2) ее спектр остается видимым. Предполагается, что эта звезда затмевается мощным пылевым диском, окружающим вторую невидимую звезду. Но спектр этой второй звезды обнаружить не удастся. На этом и основывается предположение, что она является черной дырой.

Здесь нельзя не вспомнить о будто бы открывавшейся благодаря черным дырам фантастической возможно-

сти «перепрыгивать из одной вселенной в другую». Были получены решения, согласно которым, если только сжимающееся за сферу Шварцшильда вещество обладает электрическим зарядом, его сжатие на определенном этапе сменяется расширением, причем «в пространстве другой вселенной». Однако в 1979 г. И. Д. Новиков и А. А. Старобинский (СССР) пришли к выводу, что рождающиеся при сжатии электронно-позитронные пары делают такую ситуацию невозможной. К проблеме черных дыр мы еще вернемся в последней главе книги.

8. НАША ГАЛАКТИКА

Общее знакомство

К границам Млечного Пути. В ясную безлунную ночь на звездном небе хорошо видна яркая белесоватая полоса — Млечный Путь. Древние греки называли его *galaxias*, т. е. молочный круг (*gala* по-гречески значит «молоко»), а в своих легендах — дорогой под кров громовержца Зевса.

В северном полушарии Млечный Путь лучше всего виден в конце лета примерно через час после захода Солнца. Он простирается через созвездие Скорпиона, Стрельца, Орла и дальше вверх к Лебедю, Цефею и Кассиопее. Если наблюдения продолжить утром (или же зимним вечером), когда Кассиопея поднимается к меридиану, то можно проследить за другой ветвью Млечного Пути, простирающейся по созвездиям Персея, Возничего, Тельца, Близнецов, Ориона и Большого Пса. Жителям южного полушария светлая лента Млечного Пути отлично видна в созвездиях Парусов, Киля, Южного Креста и Центавра.

Таким образом, на небе Млечный Путь образует полный круг. Внимательный наблюдатель заметит, однако, что в созвездиях Возничего, Тельца и вплоть до Большого Пса его яркость гораздо меньшая, чем в созвездиях Орла или Стрельца.

Представление о том, что Млечный Путь состоит из несчетного числа звезд, высказал еще древнегреческий философ-материалист Демокрит (ок. 460—370 гг. до н. э.). Почти две тысячи лет спустя правильность этой гениальной догадки подтвердил Галилей с помощью своего еще далекого от совершенства телескопа. Но лишь в начале XX в. были установлены истинная форма и масштабы этой гигантской звездной системы, установлено место, которое занимает в ней наше Солнце.

Наука о строении и развитии звездных систем называется *звездной астрономией*. Основателем ее по праву считается Вильям Гершель. Музыкант по профессии, Гершель так увлекся астрономией, что сам отшлифовал около 450 зеркал и построил телескоп с рабочим диаметром зеркала 122 см и фокусным расстоянием 12 м.

Наблюдая звездное небо на протяжении многих лет, Гершель заметил, что в направлении созвездия Геркулеса звезды как бы раздвигаются, тогда как в противоположной стороне — сближаются. Такое впечатление создается обычно у нас при движении по пути, по обемим сторонам которого высажены деревья. Так Гершель обнаружил, что по отношению к ближайшим звездам Солнце движется в пространстве. Это было также доказательством того, что расстояния до различных звезд неодинаковы.

В телескоп Гершеля были видны звезды до 14,5^m. Чтобы дать ответ на вопрос, какую форму и размеры имеет наша звездная система, Гершель использовал метод «черпков». Он провел воображаемую плоскость через середину Млечного Пути (такая плоскость называется *галактической*) и подсчитал число звезд, видимых в телескоп на 1083 отдельных площадках, расположенных на различных угловых расстояниях от этой плоскости. В результате анализа этих данных он получил, что протяженность Галактики равна 5800 световых лет, ее толщина — 1100 световых лет. Как мы уже знаем сегодня, эти размеры преуменьшены в 15 раз. К тому же, по представлениям Гершеля, Солнце должно было бы находиться недалеко от центра Галактики. Но в этих ошибках Гершель не был виноват. Он не знал, что межзвездная среда заполнена пылью, которая ослабляет свет далеких звезд, «укрывая» их от наблюдателя.

Важный вклад в развитие звездной астрономии внесли русские ученые В. Я. Струве (о нем мы уже упоминали в гл. 1) и М. А. Ковальский (1821—1884). Струве открыл более двух тысяч двойных звезд и составил их каталог. Изучение движений двойных звезд вокруг общего центра тяжести подтвердило универсальность закона тяготения Ньютона, его применимость не только в масштабах Солнечной системы, но и в масштабах всей Галактики. В своей книге «Этюды звездной астрономии», напечатанной в 1847 г. на французском языке, Струве на основании многочисленных наблюдений не только сделал правильный вывод о том, что «су-

существует потеря света, поглощение при прохождении света через мировое пространство», но и нашел, что блеск звезды ослабляется на 0,6 звездной величины на каждые 1000 парсек, — величину, довольно близкую к принимаемой в настоящее время для визуальных лучей. Увы, существование поглощения света в межзвездном пространстве было окончательно признано астрономами лишь после 1930 г.

В середине прошлого века И. Мэдлер, директор Дерптской (Тартуской) обсерватории, пытался доказать, будто бы Альциона, самая яркая звезда в звездном скоплении Плеяд, является «сверхгигантским солнцем», геометрическим центром, вокруг которого вращается звездная вселенная. Критикуя работы Мэдлера, М. А. Ковальский разработал метод определения движения Солнечной системы в пространстве, доказав, что наблюдаемые нами звезды действительно образуют единую систему, однако возможность существования в ней одного центрального тела с гигантской массой исключена. Он также дал математическое решение задачи о том, как найти центр нашей звездной системы, наблюдая движение звезд на небе. Эти работы оказали большое влияние на дальнейшее развитие звездной астрономии.

Дискуссия о масштабах нашей Галактики была закончена лишь в первой четверти XX века. Только в тридцатых годах XX века после тщательных работ с должным учетом межзвездного поглощения света были установлены истинные размеры Галактики: диаметр — 100 000 световых лет (30 000 пс или 10^{18} км), толщина — около 10 000 световых лет.

При изучении структуры Галактики и определении общего числа звезд в ней используют обычно две статистические характеристики. Первая — так называемая *интегральная функция блеска* $N(m)$, определяющая число звезд в исследуемом участке неба, видимая величина которых меньше или равна m . В следующей главе об этой характеристике будет сказано более подробно. Вторая — это *дифференциальная функция блеска* $A(m)$. Ею определяется число звезд, видимая величина которых заключена в пределах от $m - \frac{1}{2}$ до $m + \frac{1}{2}$.

Подсчеты показали, что вплоть до $m \approx 20$ функция $A(m)$ увеличивается, однако темп ее роста постепенно снижается. Методами математической экстраполяции

найден, что наибольшее число звезд в Галактике имеет видимую величину, близкую к 30^m. После этого число звезд данной величины начинает убывать, так что уже звезд слабее 40^m в Галактике очень мало.

Из расчетов следует, что общее число звезд в Галактике достигает 100 000 000 000. Таким образом, даже с помощью крупнейших телескопов сегодня можно увидеть менее половины звезд Галактики. А как это следует из формулы (4.4), чтобы уловить свет звезды 40-й величины, необходим телескоп с диаметром зеркала около ... 40 км.

Да, сегодня Млечный Путь уже измерен «вдоль и поперек», подсчитано число составляющих его звезд. Но, имея в виду сегодняшние проблемы астрономии, как тут не вспомнить слова В. Я. Струве, сказанные им в «Этюдах»: «Явление Млечного Пути столь загадочно с первого взгляда, что мы должны почти отказаться от удовлетворительного его объяснения. Однако ученый никогда не должен отступать ни перед темнотой явления, ни перед трудностями исследования. Пусть он владеет предшествующими трудами, пусть старается новыми точными исследованиями улучшить знание явления, и он может быть уверен в некотором успехе своих изысканий, если он оставался на почве спокойного размышления и не поддавался влиянию возбужденной фантазии и предубеждения... Какое бы малое поле не завоевал астроном, он всегда его расширит, возвращаясь к своей задаче с настойчивостью, которая есть необходимое условие прогресса знания...».

Звездные скопления и ассоциации. Сегодня установлено, что в окрестностях Солнца почти каждая вторая звезда является двойной. Имеются системы из трех, четырех и даже шести звезд. Однако чтобы установить кратность звезды, необходимы продолжительные наблюдения. Ведь периоды обращения двойных звезд достигают иногда нескольких тысяч лет.

Интересной кратной системой является Кастор — наиболее яркая звезда в созвездии Близнецов. Около 250 лет назад было установлено, что она является двойной звездой с периодом обращения 420 лет. Примерно 80 лет назад оказалось, что каждая из этих звезд также является двойной. Неподалеку от этой системы найдена еще одна, связанная с ней пара звезд, образующая тесную двойную систему. Таким образом, вся система состоит из шести отдельных звезд.

Встречаются кратные звезды, у которых расстояния между компонентами одинаковы. Типичным примером является группа звезд типа трапеции в созвездии Ориона, всего здесь шесть звезд. В противовес высказывавшимся ранее взглядам, ни в одной из 42 таких систем, наблюдавшихся на протяжении 80—100 лет, не удалось обнаружить явлений расширения, т. е. систематического увеличения расстояний между компонентами. По-видимому, стабилизирующим фактором здесь являются менее заметные звезды, которые вместе с яркими звездами трапеции образуют систему.

В Галактике обнаружены и более сложные звездные системы — *рассеянные* и *шаровые* звездные скопления. Сейчас известно уже 1180 рассеянных скоплений.

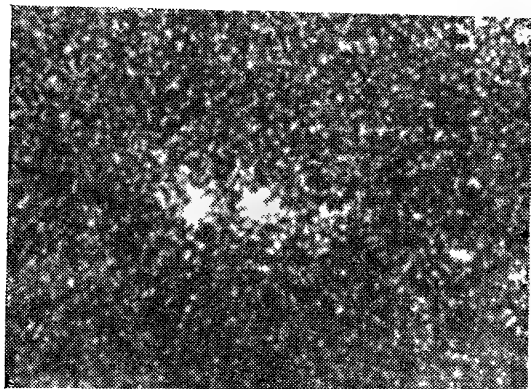


Рис. 136. Рассеянное скопление h и χ Персея

В каждом из них насчитывается от нескольких десятков до нескольких тысяч звезд (рис. 136). В основном это звезды главной последовательности, здесь мало красных гигантов и сверхгигантов. Группируются эти скопления исключительно вдоль Млечного Пути.

В шаровых скоплениях (рис. 137) насчитываются сотни тысяч и даже миллионы звезд. Среди них очень мало бело-голубых, зато очень много красных гигантов. Всего известно 136 шаровых скоплений. Они равномерно концентрируются к центру Галактики. Недавно было установлено, что многие из них являются источниками мощного рентгеновского излучения. Это связывается с аккрецией межзвездного газа на черные дыры, находя-

щиеся, по мнению некоторых авторов, в центре шаровых скоплений, или же с обменом массой в двойных системах, где одной из компонент является нейтронная звезда или белый карлик.

С 1910 г. известен еще один тип звездных группировок — *звездные ассоциации*. Уже известен ряд О-ассо-

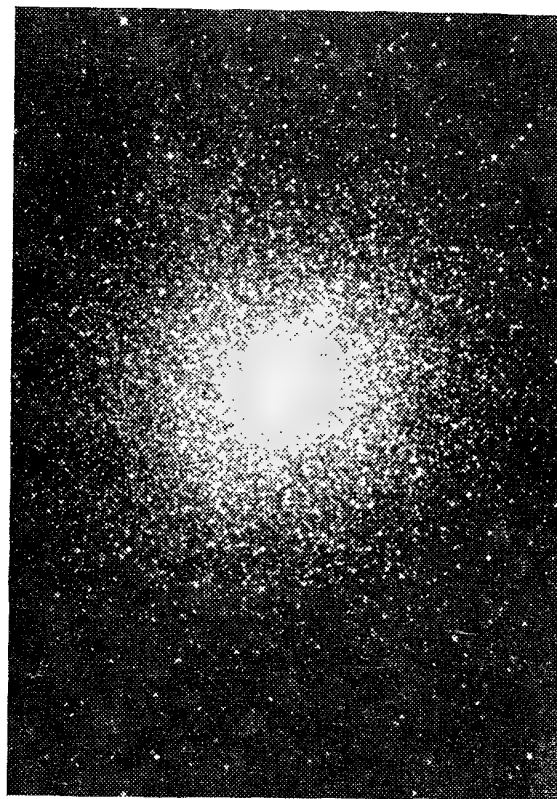


Рис. 137. Шаровое скопление ω Центавра

циаций. Это группы по 20—30 звезд, куда входят звезды спектральных классов О, В и др. Также известно около 700 Т-ассоциаций — скоплений неправильных переменных звезд-карликов типа Т Тельца, преимущественно желтых и красных. И первые, и вторые ассоциации состоят из молодых звезд. В частности, звезды типа

Т Тельца, входящие в Т-ассоциации, находятся, по-видимому, в фазе гравитационного сжатия. В. А. Амбарцумян еще в 1949 г. привел ряд аргументов, свидетельствующих о молодости звездных ассоциаций. Отсюда



Рис. 138. Газовая туманность в созвездии Змеи. Видны темные «слоновые хоботы» ионизованного вещества и светлые ободки вокруг них
M 16, NGC 5611

вытекал исключительно важный вывод о том, что звезды рождаются и в наше время, причем не в одиночку, а группами.

Туманности. Более чем 100 миллиардов звезд Галактики составляют 98 % ее массы. Остальные 2 % ее вещества находятся в распыленном состоянии в виде газа и межзвездной пыли. Большая часть этого вещества

скопляется в огромные облака — галактические туманности, диаметры которых достигают сотен световых лет. В основном эти облака сосредоточены вблизи галактической плоскости.

Нетрудно заметить, что Млечный Путь от созвездия Орла до Скорпиона выглядит раздвоенным. В каждой

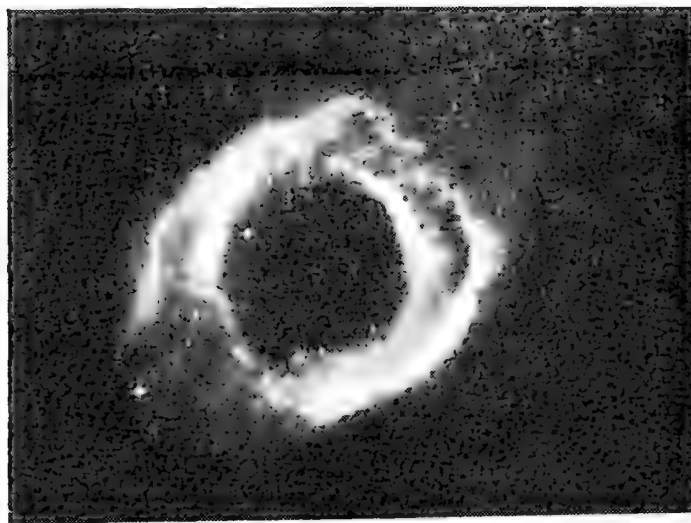


Рис. 139. Планетарная туманность NGC 7293 в созвездии Водолея. Ее радиус достигает одного парсека

из этих половинок во многих местах также встречаются «дыры», где ярких звезд практически не видно. Именно так и «напоминают» о себе большие группы пылевых туманностей. Это они плотно укрыли от нас ядро Галактики, которое находится в созвездии Стрельца.

И лишь изредка, если вблизи газо-пылевой туманности находится горячая звезда, туманность «засветится». Как плохое зеркало, она отражает свет звезды к наблюдателю и становится видимой. Спектр пылевой туманности совпадает со спектром звезды, в нем видны те же линии поглощения, то же распределение энергии в зависимости от длины волны.

Светлых туманностей известно около 150. Однако близкое соседство яркой звезды случается не так уж часто. Поэтому оценки приводят к выводу, что темных

туманностей в Галактике может быть в 1000 раз больше. Массы отдельных газо-пылевых комплексов достигают 10 000 солнечных масс.

Удивительно выглядят ассоциации двух туманностей различной плотности и температуры (рис. 138). Холод-



Рис. 140. Волокинистая туманность Петля в созвездии Лебедя

ные, более плотные массы как бы углубляются в светлую туманность, образуя так называемые «слоновые хоботы». При дальнейшем их сжатии горячим газом отдельные сгустки холодных газо-пылевых облаков изолируются, образуя *глобулы*, которые, возможно, станут «зародышами» звезд.

Уже известно также около тысячи так называемых планетарных туманностей. Большинство из них — это

слабые, еле заметные диски зеленоватого оттенка, весьма напоминающие далекие планеты — Уран и Нептун. Ни одну из этих туманностей нельзя увидеть с помощью бинокля. Наиболее известными являются планетарные туманности в созвездиях Лиры и Водолея (рис. 139).

Результатом давних катастроф в космическом пространстве являются волокнистые туманности (рис. 140). Наблюдаемые скорости их расширения достигают сотен километров за секунду.

В стремительном движении

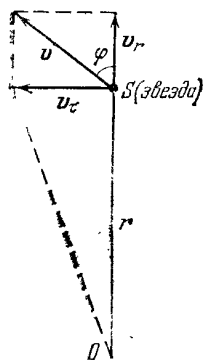
Собственные движения звезд. Вид звездного неба ритмично изменяется на протяжении года. Однако взаимное расположение звезд на небе кажется нам неизменным. Это и дало основание на заре развития астрономии предполагать, что звезды неподвижны.

И все же на основании анализа наблюдений, проведенных с интервалом более чем 2000 лет, Э. Галлей в 1718 г. пришел к выводу, что координаты звезд Сириуса, Альдебарана и Арктура изменились. Исходя из этого, Галлей пришел к правильному выводу, что такое же изменение положения на небесной сфере может быть замечено и у других звезд. В 1742 г. Бадлей высказал предположение, что собственные движения звезд связаны с движением Солнечной системы в пространстве.

Собственным движением звезды называется ее угловое перемещение на небесной сфере за 1 год, вызываемое движением звезды относительно Солнца. Его принято обозначать греческой буквой μ . Изменение положения звезды за год по прямому восхождению обозначается μ_α , по склонению — μ_δ . Полное угловое смещение звезды за год μ находится по известной теореме Пифагора.

Примем теперь во внимание, что каждая звезда движется в пространстве с определенной скоростью v под некоторым углом φ к направлению OS «наблюдатель — звезда» (рис. 141). Поэтому угловое смещение μ лишь частично характеризует ее истинное движение. Пусть r — расстояние от звезды до наблюдателя, π — ее годичный параллакс. Если π измерено в радианах, то $r = \frac{a}{\pi}$ ($a = 1,496 \cdot 10^8$ км — астрономическая единица), и заданному смещению звезды за год μ (в проекции на небесную сферу) соответствует линейное смещение

$l = r\mu = a \frac{\mu}{\pi}$, если μ также выражено в радианах. Обозначим через v_t проекцию скорости звезды на небесную сферу (тангенциальную скорость звезды). Тогда за год (за время $t_0 = 3,16 \cdot 10^7$ с) звезда проходит в плоскости, перпендикулярной к направлению OS , расстояние $l = v_t t_0$. Отсюда



$$v_t = \frac{l}{t_0} = 4,74 \frac{\mu}{\pi} \text{ км/с.}$$

Проекция скорости звезды на направление «звезда — наблюдатель» называется *лучевой скоростью* звезды и обозначается v_r . Она определяется по доплеровскому смещению линий $\Delta\lambda$ в спектре звезды

$$v_r = c \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \text{ км/с.}$$

(Наблюдатель)

Рис. 141. Составляющие пространственной скорости звезды v (обычно ее пересчитывают по отношению к Солнцу): тангенциальная скорость v_t и лучевая скорость v_r .

После того как обе эти величины найдены, нетрудно по теореме Пифагора найти и *пространственную* скорость звезды *относительно Солнца*. При расчете лучевой скорости по отношению к Солнцу учитывается движение Земли вокруг Солнца, вращение ее вокруг оси и движение вокруг центра тяжести системы Земля — Луна.

К настоящему времени уже измерены собственные движения около 300 000 звезд, а лучевые скорости определены более чем у 20 000 звезд. Наибольшее из известных собственное движение имеет так называемая летящая звезда Барнарда ($9,7^m$): $\mu = 10,8''$. Для нее тангенциальная скорость $v_t = 89$ км/с, лучевая скорость $v_r = -111$ км/с.

Анализ показал, что между собственными движениями звезд μ и их паралаксами π (т. е. расстояниями до звезд) имеется некоторая статистическая зависимость. Это понятно. Ведь чем дальше находится звезда, тем меньшим должно быть ее видимое смещение за год.

Приблизительно можно сказать, что $\pi \approx \frac{1}{15} \mu$. Параллакс, найденный из этих соображений, называется *средним параллаксом звезды*. Очевидно, что в отдельных конк-

ретных случаях его величина может существенно отличаться от истинной (найденной, например, тригонометрическим путем), так как эта зависимость является статистической.

Движение Солнца. Наблюдаемые лучевые скорости и собственные движения звезд не отражают в полной мере их движения в Галактике. Ведь эти движения измеряются по отношению к Солнцу, которое также движется в пространстве. Поэтому одной из важных задач звездной астрономии является исключить из наблюдаемых движений звезд компоненты параллактического смещения, связанные с движением Солнца. Найденные таким образом истинные скорости звезд в Галактике называются *пекулярными* (слово peculiar означает «особенный»).

Если направления собственных движений близких к Солнцу звезд изобразить на небесной сфере, то продолжение этих направлений в обратную сторону пересекаются в точке, находящейся на границе созвездий Геркулеса и Лиры. Эта точка, приближенные координаты которой $\alpha \approx 18^h$, $\delta \approx +30^\circ$, называется *апексом* движения Солнца, к ней движется Солнце в настоящее время. Точка на небесной сфере, диаметрально противоположная апексу, называется *антиапексом*.

Скорость движения Солнца к апексу определяют путем измерения лучевых скоростей группы близких звезд, находящихся в районе, куда (предположительно) движется Солнце. Если взять среднее значение лучевых скоростей звезд, то пекулярные составляющие лучевых скоростей исключаются. Средняя лучевая скорость звезд вблизи апекса $v_r \approx -20$ км/с. Это скорость приближения Солнца к данной группе звезд. Аналогично около антиапекса $v_r \approx +20$ км/с.

Вращение Галактики. Планеты обращаются вокруг Солнца в соответствии с законами Кеплера. Если r — расстояние планеты от Солнца, T — ее сидерический период обращения ($T \sim r^{3/2}$), то круговая скорость движения планеты

$$v = \frac{2\pi r}{T} \sim \frac{r}{r^{3/2}} = \frac{1}{\sqrt{r}}.$$

Другими словами, с увеличением расстояния от Солнца эта скорость медленно уменьшается. Аналогичным будет и движение звезд в системе, у которой основная часть массы сконцентрирована в ее центре и играет главную роль в управлении движением.

В системе, которая вращается как твердое тело (например, как граммофонная пластинка), скорость движения любого фиксированного элемента массы увеличивается с расстоянием по закону $v \sim r$. Такой случай может осуществляться и в звездной системе, если только звезды распределены в ней равномерно от центра до ее окраин. Здесь орбитальные скорости звезд будут прямо

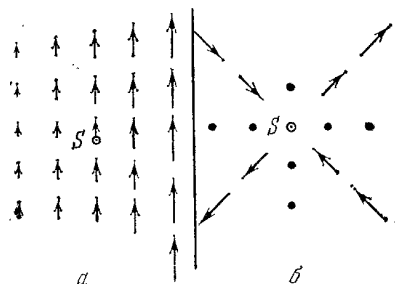


Рис. 142. Влияние вращения Галактики на лучевые скорости звезд

пропорциональны расстояниям звезд от центра системы.

Закон вращения Галактики был установлен из следующих соображений. Предположим, что линейная скорость, с которой обращаются звезды, уменьшается с увеличением расстояния до центра Галактики. Это отображено на рис. 142, а,

причем центр Галактики находится справа. Буквой S на рисунке обозначено Солнце. Для наблюдателя, движущегося вместе с Солнцем, лучевые скорости звезд, находящихся в направлении движения (скажем сразу, что в настоящее время оно совпадает с направлением на звезду Денеб в Лебеде) и в направлении, перпендикулярном к нему, равны нулю (рис. 142, б). Звезды, находящиеся «справа сзади» Солнца, имеют скорость, большую чем Солнце, поэтому они приближаются к нему. Звезды, находящиеся «слева спереди», движутся медленнее, чем Солнце, которое их догоняет. В обоих случаях наблюдатель зафиксирует сближение Солнца и звезд (смещение спектральных линий в их спектрах в фиолетовую сторону). И, наоборот, звезды, находящиеся «справа спереди», движутся быстрее Солнца и удаляются от него. Аналогично Солнце удаляется от звезд, находящихся «слева сзади» от него. В этих направлениях наблюдатель зафиксирует максимальные средние скорости удаления звезд от Солнца (смещение линий в красную сторону).

Именно путем измерения смещения линий в спектрах звезд в различных избранных направлениях и был установлен закон вращения Галактики. Это в свою очередь дало возможность рассчитать расстояние до ее

центра, оценить скорость обращения звезд вокруг него на различных расстояниях, а в конечном итоге — оценить массу Галактики. Как оказалось, величина массы достигает 160 миллиардов масс Солнца, причем не менее 20 % ее равномерно распределено по всей Галактике.

Таким образом, мы говорим о *двух движениях* Солнца в Галактике. Первое, со скоростью около 20 км/с, в направлении созвездия Геркулеса — это движение относительно ближайших звезд. Второе, со скоростью около 250 км/с, в направлении к созвездию Лебеда, — это движение вместе с ближайшими звездами вокруг центра Галактики с периодом около 200 млн. лет.

В заключение добавим, что лучевые скорости подавляющего большинства звезд в окрестностях Солнца не превышают 30 км/с. Но примерно 50 лет назад было обнаружено несколько сотен звезд, которые движутся навстречу Солнцу со скоростями, превышающими 70 км/с. В 30-х годах Я. Оорт (Голландия) высказал даже предположение, что звезды «бегуны» являются чужаками в нашей Галактике, что они проникли в нее случайно и при столь большой скорости должны ее покинуть.

На самом же деле оказалось, что бегуны — это наиболее тихходные звезды. Солнце и большинство других звезд просто обгоняют их в процессе своего движения вокруг центра Галактики.

Подсистемы Галактики

Население и подсистемы. В 1944 г. В. Бааде (США) провел сравнительный анализ диаграмм спектр-светимость, составленных для звезд из окрестностей Солнца и для звезд-«бегунов». В первом случае он получил диаграмму, типичную для рассеянных скоплений. Подавляющее большинство звезд ложилось на ней на главную последовательность. У «бегунов», значительная часть которых звезды типа RR Лиры, диаграмма спектр — светимость оказалась такой же, как у шаровых скоплений: верхняя часть главной последовательности практически отсутствует, звезды на диаграмме «тянутся» снизу вверх в область красных гигантов.

Отсюда следовал вывод, что даже в окрестностях Солнца звезды существенно различаются между собой по своим физическим характеристикам. Поэтому Бааде

разделил звездное население Галактики на две группы — два «типа населения». К населению I типа были отнесены звезды, заполняющие спиральные ветви Галактики (за исключением «бегунов»), звезды рассеянных скоплений, долгопериодические цефеиды. Важными представителями населения I типа стали горячие звезды — белые гиганты, звезды ранних спектральных классов.

К населению II типа Бааде отнес звезды шаровых скоплений, «бегуны», звезды ядра Галактики. Среди этого типа населения выделяются яркие красные сверхгиганты.

В это же время Б. В. Кукаркин (1909—1977) (СССР) начал исследование пространственного распределения переменных звезд различных типов. Это привело его к выводу о том, что в Галактике можно выделить три подсистемы — плоскую, промежуточную и сферическую, которые различаются между собой степенью

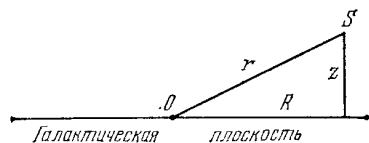


Рис. 143. Галактоцентрические координаты звезды

сосредоточенности звезд к плоскости Галактики. Заметим, что распределение звезд в Галактике характеризуется обычно плотностью D — их числом в единице объема. Очевидно, что эта плотность является функцией расстояния r данного объема от центра Галактики. При этом удобно исследовать изменение плотности звезд по отношению к галактической плоскости. Пусть координата R — расстояние звезды S от центра Галактики O в проекции на эту плоскость и координата z — расстояние звезды от галактической плоскости (рис. 143). Очевидно, что $r = \sqrt{R^2 + z^2}$.

Для анализа удобнее использовать не саму плотность D — число звезд в кубе со стороной 10 парсек (т. е. в объеме $V = 1000 \text{ пк}^3$), а ее логарифм $\lg D$. Наиболее наглядным является изменение прироста $\Delta \lg D$ при увеличении R и z на один килопарсек, т. е. величину m , характеризующую изменение плотности вдоль радиуса Галактики R и l — перпендикулярно к ее плоскости

$$m = -\frac{\Delta \lg D}{\Delta R}, \quad l = -\frac{\Delta \lg D}{\Delta z}.$$

Очевидно, что обе эти величины имеют отрицательный знак, так как с увеличением расстояния до центра Галактики число звезд уменьшается.

Б. В. Кукаркин показал, что звезды, имеющие одинаковые физические характеристики (например, новые звезды или долгопериодические цефеиды) распределяются в пространстве одинаковым образом. Говоря языком цифр, имеем:

а) для рассеянных звездных скоплений и долгопериодических цефеид $m = 0,11$, а l равно 8,2 и 9,9 соответственно,

б) для новых звезд и планетарных туманностей $m = 0,22$, а l — 2,4 и 1,3 соответственно,

в) для переменных типа RR Лиры и шаровых звездных скоплений $m = 0,26$, а l — 0,22 и 0,15 соответственно.

Видно, что число звезд различных типов изменяется вдоль плоскости Галактики примерно в одинаковом темпе. В направлении же, перпендикулярном к этой плоскости, их распределение существенно различно: степень сосредоточенности к галактической плоскости тем больше, чем больше l . В результате к плоской составляющей Галактики были отнесены долгопериодические цефеиды, звезды ранних спектральных классов (О и В), звезды рассеянных скоплений, темные пылевые туманности и сверхновые звезды. К промежуточной составляющей Галактики были отнесены новые звезды и планетарные туманности, неправильные и полуправильные переменные поздних спектральных классов, белые карлики и долгопериодические переменные звезды. К сферической составляющей Галактики отнесены шаровые звездные скопления, субкарлики, звезды типа RR Лиры и др.

Анализ химического состава звездных атмосфер привел к выводу, что у звезд населения I типа (который можно отождествить с плоской составляющей) металлов примерно в сто раз больше, чем у звезд II типа (сферической составляющей). Так у астрономов укреплялось убеждение в том, что подразделение на подсистемы имеет глубокий эволюционный смысл. Были разбиты представления о том, что на первоначальной стадии звездообразования в Галактике звезды формировались во всем ее сферическом объеме. Далее при вращении Галактики газ, который не сконденсировался в звезды, постепенно сжимался к ее плоскости. Мас-

сивные звезды быстро проходили все этапы своего эволюционного пути и вспыхивали как сверхновые, пополняя межзвездную среду тяжелыми химическими элементами. Поэтому каждое последующее поколение звезд богаче тяжелыми химическими элементами. В целом же население I типа значительно моложе населения II типа.

В настоящее время звездная составляющая Галактики подразделяется на пять подсистем, как это показано

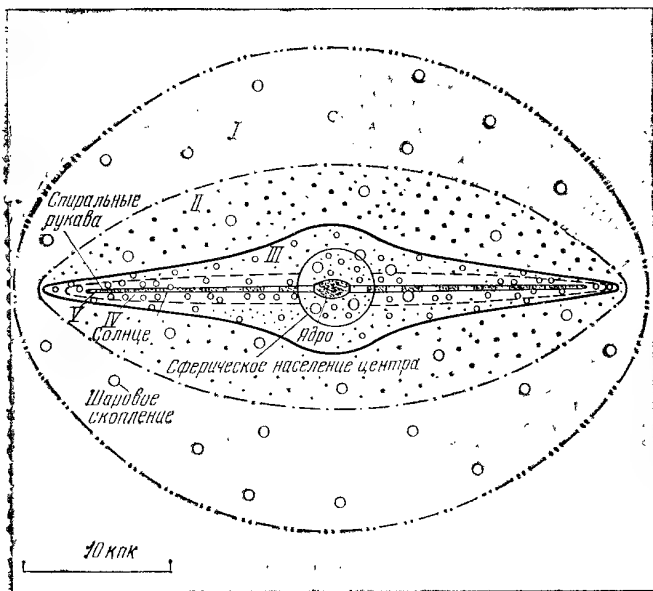


Рис. 144. Подсистемы Галактики: I — сферическая подсистема (гало), II — промежуточная сферическая подсистема, III — диск, IV — старая плоская и V — молодая плоская подсистемы

в таблице 4 и на рис. 144. В *сферическую* подсистему входят шаровые скопления, субкарлики, короткопериодические цефеиды, в *промежуточную* II систему (промежуточную сферическую) — звезды спектрального класса F—M с большими скоростями, долгопериодические переменные и некоторые другие. К *промежуточной подсистеме «диск»* отнесено большинство звезд главной последовательности, в том числе Солнце, новые звезды, планетарные туманности, красные гиганты. *Плоская старая подсистема* включает звезды класса A, *плоская*

молодая подсистема — горячие звезды классов O и B, звезды типа T Тельца и др.

Таблица 4

Подсистема	Шкала высот, в, пк	Масса тяжелых химических элементов, %	Ориентировочный возраст, млрд. лет
Сферическая	2000	0,1—0,5	13
Промежуточная сферическая	700	1	7—12
Промежуточная, диск	350	2	2—7
Плоская старая	160	3	0,1—1,5
Плоская молодая	100	4	0,1

Изменение числа звезд в единице объема с расстоянием z над плоскостью Галактики удобно представлять формулой

$$D(R, z) = D(R, 0) e^{-\frac{z}{\beta}},$$

где β — шкала высот — расстояние (в парсеках), на котором число звезд в единице объема уменьшится в e раз. У объектов плоской подсистемы при значении шкалы высот $\beta \approx 100$ пк плотность D уменьшается на расстоянии $z = 1000$ пк в $e^{10} \approx 20\,000$ раз. Для сферической составляющей ($\beta \approx 2000$ пк) — всего в $e^{0,5} \approx 1,6$ раза.

Загадки короны и ядра Галактики. На рис. 144 показано строение Галактики, рассматриваемой «с ребра». Большими белыми точками указано положение шаровых скоплений, стрелкой отмечено положение Солнца. Темная полоса — это тонкий слой поглощающей пылевой материи. Почти 95 % массы Галактики расположены вблизи галактической плоскости. На долю сферической составляющей, образующей корону Галактики, приходится всего около 5 % вещества. И здесь, как мы увидим дальше, пространство между звездами заполнено газом, хотя его плотность значительно меньше, чем в окрестностях Солнца.

Важным представителем сферической составляющей Галактики являются шаровые скопления. Если в окрестностях Солнца плотность равна примерно одной звезде на 10 пк³, то средняя плотность в шаровых скоплениях в пять раз выше, а вблизи центра скопления доходит до 10^6 звезд на кубический парсек. О величинах масс шаровых скоплений до сих пор ведется дискуссия.

По некоторым данным, масса Галактики на самом деле может быть в несколько раз больше, чем это принималось до сих пор именно благодаря ее внешней короне, хотя о ее составляющей пока известно немногое.

Много загадок скрывает и ядро Галактики, диаметр которого превышает 9° , а линейные размеры достигают 4000 световых лет. Ядро Галактики является источником мощного радиоизлучения — это радиоисточник Sgr A (Стрелец A). Состоит он на самом деле из двух источников — западного Sgr A (W) и восточного Sgr A (E). Этот последний является остатком сверхновой. В протяженном радиоисточнике Sgr A (W) имеется загадочный пока точечный радиоисточник Sgr A_{*}. В ближнем инфракрасном диапазоне ему соответствует звездообразный объект, спектр которого еще не исследован. По-видимому, Sgr A (W) является районом исключительно сильного звездообразования. В нем находится свыше 10 источников инфракрасного диапазона и не меньшее число рентгеновских источников. От центра Галактики приходит также гамма-излучение с энергией квантов около 511 кэВ. Напомним, что эта энергия соответствует энергии покоя электрона m_0c^2 . Можно поэтому полагать, что вблизи центра Галактики происходят процессы аннигиляции электронов и позитронов по схеме $e^- + e^+ \rightarrow \gamma + \gamma$. В целом, исходя из особенностей источника Sgr A_{*}, высказывают предположение, что в центре Галактики существует одиночная или двойная черная дыра с массой около $10^6 M_\odot$, окруженная аккреционным диском.

Исследования галактического ядра только начинаются. И ответы на вопросы о том, что же представляет оно собой, будут получены в результате дальнейших исследований.

Физика пыли и газа

Газ в межзвездном пространстве. В 1904 г. немецкий астроном И. Гартман (1865—1936) заметил, что узкие и резкие линии поглощения, наблюдаемые в спектре двойной звезды δ Ориона и принадлежащие ионизованному кальцию (линии H и K Ca II), не участвуют в периодических сдвигах остальных линий, обусловленных обращением компонент вокруг центра масс. Гартман заметил: «Мы приходим к представлению, что в некотором месте на пути между Солнцем и δ Ориона

находится облако, которое вызывает это поглощение...». В 1919 г. были открыты линии межзвездного натрия, а после 1937 г. — калия, железа, титана, узкие межзвездные полосы поглощения молекул CH, CH⁺, CN и др.

Если исследования межзвездных линий проводить с большой дисперсией (например, 3 Å/мм), то примерно в 80 % случаев линии H и K Ca II расщепляются на несколько (4—10) компонент. Такое явление возникает в результате прохождения света от звезды через несколько газовых облаков, которые движутся друг относительно друга. Измерение взаимного положения компонент в спектре позволяет составлять схемы обращения облаков вокруг центра Галактики.

О наличии водорода в межзвездной среде долгое время можно было судить лишь по косвенным данным, например, по тому, что водород вместе с атомом углерода образует молекулу CH. Отсутствие межзвездных линий поглощения водорода в спектрах звезд являлось косвенным доказательством того, что в больших областях межзвездной среды температура низка и все атомы водорода находятся в основном состоянии. Поэтому если даже поглощение квантов света межзвездным водородом и происходит, то его можно заметить только в серии Лаймана при наблюдениях вне земной атмосферы.

Правда, из теории следует (см. гл. 3), что после ионизации с основного уровня водорода электроны рекомбинируют на все уровни, поэтому водородные облака можно все же обнаружить по эмиссионным линиям водорода. Исходя из этих соображений, О. Струве (1897—1963) (США) и начал в 1938 г. поиски эмиссионных линий водорода с помощью небулярного спектрографа. Таким путем удалось обнаружить в Млечном Пути протяженные области, интенсивно излучающие в водородных линиях.

В 1951 г. Г. А. Шайн (1892—1956) и В. Ф. Газе (1899—1954) (СССР) начали большой цикл работ по фотографированию неба сквозь светофильтры, выделяющие отдельные эмиссионные линии балмеровской серии водорода. Ими было открыто свыше 200 эмиссионных туманностей, которые не видны на обычных фотографиях.

В настоящее время межзвездные линии поглощения водорода в спектрах горячих звезд успешно изучаются с

помощью спектрографов, устанавливаемых на геофизических ракетах и орбитальных станциях. Так, в частности, уже надежно установлено, что средняя плотность водорода в межзвездной среде составляет 0,1 частицы в 1 см^3 . В отдельных плотных облаках его концентрация достигает нескольких тысяч в кубическом сантиметре. Обнаружено, что и в межзвездной среде водород является наиболее распространенным химическим элементом. Число атомов водорода в единице объема примерно в тысячу раз больше числа атомов всех остальных элементов (кроме гелия), вместе взятых. Соотношение числа атомов водорода к числу атомов гелия в межзвездной среде оценивается как 9 : 1.

Как было сказано в гл. 3, межзвездный водород излучает радиоволны длиной 21 см. Если бы этот водород был распределен в Галактике равномерно, то радиотелескоп в любом направлении регистрировал бы широкую спектральную линию. Тогда о распределении вещества в Галактике, о законе ее вращения было бы известно немного.

На самом же деле в каждом заданном направлении водород сгруппирован в отдельные облака. Находясь на различных расстояниях от центра Галактики, эти облака обращаются вокруг него с различными скоростями. Поэтому вследствие эффекта Доплера спектральная линия водорода 21 см оказывается расщепленной на несколько отдельных компонент. Направляя радиотелескоп последовательно в различные части Млечного Пути, астрономы изучили распределение облаков водорода в пространстве. Оказалось, что они образуют протяженные спирали — спиральные рукава, вдоль которых группируются молодые горячие звезды. Так и было установлено, что наша Галактика является спиральной системой (рис. 145). В среднем плотность водорода в спиральных рукавах

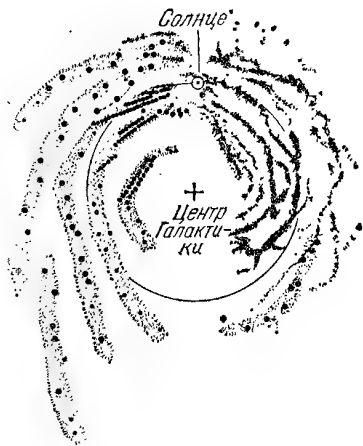


Рис. 145. Распределение нейтрального водорода в Галактике

оказалась примерно в десять раз больше, чем между ними. Из радионаблюдений был сделан также вывод, что масса нейтрального водорода в Галактике не превышает 2 % всей ее массы.

Если радиотелескоп направлен на центр Галактики, то, как видно из рис. 142, лучевые скорости облаков $v_r = 0$. В данном случае расширение линии водорода 21 см обусловлено тепловыми движениями атомов. Поэтому с помощью формулы (3.27) удалось установить, что температура неионизованного водорода близка к 100 К. Значительная часть водорода в облаках находится в виде молекул H_2 . Как показали недавние (1984 г.) исследования, распределение молекул H_2 и атомарного водорода H I вдоль радиуса Галактики совершенно различно. Молекулярный водород образует широкое кольцо вокруг центра Галактики, причем наибольшая его концентрация достигается при радиусе 6 кпк, где она в 5 раз выше атомарного. На расстояниях r больших, чем расстояние Солнца от центра Галактики $r_\odot$, молекулярного водорода практически нет. В целом в пределах радиуса $r \approx 16$ кпк полная масса молекул H_2 составляет $3,5 \cdot 10^9 M_\odot$, тогда как масса атомарного водорода $3 \cdot 10^9 M_\odot$.

Области ионизованного водорода. При температуре 100 К электрон в атоме водорода находится на основном уровне. Атом водорода может быть ионизован лишь в том случае, если он поглощает квант лаймановского континуума (L_c -квант), т. е. квант с частотой $\nu \geq \nu_1 = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ (что соответствует длине волны $\lambda \leq 912 \text{ \AA}$).

Но ведь в Галактике имеются источники такого излучения. Это звезды ранних спектральных классов О и В. Нетрудно оценить количество L_c -квантов, излучаемых единицей поверхности горячей звезды. Поток энергии с единицы поверхности звезды в интервале частот $\Delta\nu$ равен $\pi I_\nu \Delta\nu$, причем интенсивность I_ν определяется формулой Планка (3.6). Если мы разделим эту величину на энергию одного кванта $\varepsilon = h\nu$, то получим число квантов N , излученных единицей поверхности в единицу времени в заданном интервале частот. Очевидно, что нас будут интересовать лишь те кванты, частоты которых выше предельной частоты лаймановской серии ($\nu \geq \nu_1$). Обозначим через T_* эффективную температуру звезды. Для квантов лаймановского континуума

их энергия $h\nu$ существенно больше величины kT_* (k — постоянная Больцмана). Поэтому в знаменателе формулы (3.6) единицей можно пренебречь. Далее, воспользуемся тем свойством экспоненциальной функции, что сумма произведений $I_\nu \Delta\nu$ в интервале от $\nu = \nu_1$ до $\nu = \infty$ равна значению функции I_ν в точке $\nu = \nu_1$, умноженному на ширину интервала $\Delta\nu = kT^*/h$, на котором численное значение функции уменьшается в e раз. Таким образом, общее число L_c -квантов (N_L), излучаемых единицей поверхности звезды за одну секунду, равно

$$N_L = \frac{2\pi k T_*}{hc^2} \nu_1^2 e^{-\frac{h\nu_1}{kT_*}}. \quad (8.1)$$

В качестве примера возьмем звезду Спика (α Девы), спектральный класс которой B2, эффективная температура $T_* = 20000\text{ K}$, а радиус $R = 5R_\odot$. Из (8.1) находим, что $N_L = 10^{22}$ фотонов/см²·с. При радиусе звезды $R_* = 3,47 \cdot 10^{11}$ см это составляет всего $N_L^* = 4\pi R_*^2 \cdot N_L \approx 10^{46}$ фотонов/с. Столько атомов водорода способна ежесекундно ионизовать звезда класса B2!

Поэтому сразу же после своего «рождения» горячая звезда начинает ионизовать водород в окружающем ее межзвездном пространстве. В результате вокруг такой звезды образуется протяженная зона ионизованного водорода — так называемая Н II-область или Н II-зона. Она была названа еще зоной Стремгрена по имени Б. Стремгрена (Дания), который получил первые оценки ее протяженности. Как показывают теоретический анализ и наблюдения, температура в Н II-областях в среднем близка к 10 000 К.

В зоне Н II непрерывно происходят процессы рекомбинации. В гл. 3 уже отмечалось, что при температуре порядка 10 000 К примерно 40 % электронов рекомбинирует непосредственно на первый уровень. При этом снова образуются L_c -кванты, которые немедленно поглощаются в зоне. «Из игры» выходят лишь те кванты, которые после ионизации водорода разбиваются («дробятся») на кванты других частот при рекомбинациях электронов на уровни выше первого.

Коэффициент рекомбинации на все уровни, кроме первого, $C_* \approx 2,5 \cdot 10^{-13}$ см³/с. Поэтому число рекомбинаций в единице объема на все уровни, кроме первого, равно $C_* N_e N_p$. Радиус зоны Стремгрена S_0 оценивается из соображения, что число L_c -квантов, излученных звез-

дой за 1 с и поглощаемых в зоне Н II, равно числу рекомбинаций в этой зоне (ее объем $\frac{4}{3} \pi S_0^3$) на все уровни, кроме первого,

$$4\pi R_*^2 N_L = \frac{4}{3} \pi S_0^3 C_* N_e N_p. \quad (8.2)$$

Предполагая, что число электронов в единице объема равно числу протонов ($N_e = N_p$), находим выражение для определения радиуса зоны ионизованного водорода

$$S_0 = \left[\frac{3R_*^2 N_L}{C_*} \right]^{1/3} N_e^{-2/3}. \quad (8.3)$$

Для звезды Спика радиус Н II-области $S_0 \approx 3,4 \times 10^{19} N_e^{-2/3}$ см или, при $N_e = 1 \text{ см}^{-3}$, $S_0 \approx 11$ парсек, т. е. 34 световым годам.

Именно благодаря процессам «дробления» L_c -квантов в разреженной среде мы можем наблюдать свечение протяженных Н II-областей не только в нашей, но и в других галактиках, использовать эти наблюдения для установления расстояний до этих галактик. Кстати, явление «дробления» квантов типично для разреженной среды. Известно, что процесс возбуждения атомных уровней (для простоты ограничимся тремя уровнями) может происходить двумя путями: 1) $1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$ и 2) $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 1$. В плотных звездных фотосферах и в недрах звезд оба эти процесса равноправны. Но в разреженных газовых туманностях и в зонах Н II первый идет в тысячи миллиардов раз чаще второго. В этом заключается сущность известной в астрофизике *теоремы Росселанда*.

Изучение интенсивности эмиссионных линий по различным направлениям в Галактике привело к выводу, что в ионизованном состоянии находится всего около 5 % от общего количества водорода в Галактике. Столь небольшое число не должно вызывать удивления, ведь относительное количество звезд ранних спектральных классов, ионизирующих водород, в Галактике также невелико.

Межзвездное поглощение света. Как уже отмечалось, еще в 1847 г. В. Я. Струве привел серьезные доказательства того, что межзвездная среда ослабляет излучение далеких звезд примерно на 0,6^m на каждый килопарсек расстояния. Однако большинство астрономов как прошлого, так и начала текущего века, были склонны

считать, что поглощающее вещество сосредотачивается лишь в отдельных темных туманностях, тогда как остальное межзвездное пространство является прозрачным. И лишь в 1930 г. Р. Трюмплер (1886—1956) (США) разрешил этот затянувшийся спор.

Изучая блеск звезд в рассеянных скоплениях и угловые размеры этих скоплений, Трюмплер обнаружил, что чем слабее звезды скоплений (т. е. чем они дальше), тем будто бы больше размеры скоплений. Трюмплер сделал вывод, что на самом деле эти скопления находятся ближе к наблюдателю, однако блеск входящих в них звезд ослаблен межзвездной средой, причем ослабление света он оценил величиной $0,67^m$ на килопарсек. Теперь уже известно, что в галактической плоскости эта величина в визуальных лучах достигает 2^m , а в фотографических — даже 4^m на килопарсек.

Строгий метод учета межзвездного поглощения света был разработан П. П. Паренано (1906—1960) (СССР). Поправку, учитывающую межзвездное поглощение света, необходимо вводить в формулу (3.4), связывающую абсолютную и видимую величины звезд. В самом деле, пусть A_1 — величина поглощения в заданном направлении в расчете на 1 килопарсек. Тогда наблюдаемая величина звезды, расстояние до которой (в парсеках) равно r , будет больше истинной (m_0) на величину $\frac{A_1 r}{1000}$, т. е. $m_0 = m - \frac{A_1 r}{1000}$. Поэтому формулу (3.4) с учетом болометрической поправки Δm_b , о которой шла речь в гл. 4, можно переписать в виде

$$M = m_v + \Delta m_b + 5 - 5 \lg r - \frac{A_1 r}{1000}. \quad (8.4)$$

С помощью этой формулы определяется абсолютная величина звезды, если известна величина поглощения A_1 . И, наоборот, если абсолютная величина M определена каким-нибудь другим образом (например, по спектральным наблюдениям), а расстояние r также известно, например, определено методом средних параллаксов, то решается обратная задача — находится величина поглощения A_1 в заданном направлении.

Межзвездную среду, ослабляющую свет далеких звезд, в первом приближении можно считать однородной. Обозначим через $I_0(\lambda)$ интенсивность излучения звезды в заданной длине волны. Пусть r — расстояние до звезды, N — средняя концентрация поглощаемых

частиц, k_λ — коэффициент поглощения в заданной длине волны λ . Тогда оптическая толщина поглощающего слоя $\tau_\lambda = N k_\lambda r$. Воспользовавшись формулой (3.20), находим интенсивность излучения, достигающую наблюдателя:

$$I(\lambda) = I_0(\lambda) e^{-\tau_\lambda}.$$

Очень важно то обстоятельство, что если спектральный класс звезды установлен, то тем самым известна и зависимость интенсивности ее излучения $I_0(\lambda)$ для каждой заданной длины волны. Регистрируя интенсивность $I(\lambda)$ в отдельных спектральных диапазонах, можно найти величину коэффициента поглощения k_λ в том или другом интервале длин волн. Как мы сейчас увидим, это и позволяет установить природу поглощающих частиц.

Для сравнения теории с наблюдениями зависимость коэффициента поглощения от длины волны записывают в виде

$$k_\lambda = a + b \lambda^{-n},$$

где a , b и n — некоторые параметры. Общий теоретический анализ этого вопроса говорит о следующем. Если диаметры частиц пыли d находятся в пределах от 10^{-1} до 10^{-4} см, то такие частицы могут лишь экранировать свет звезд, ослабляя его одинаковым образом во всех длинах волн. В данном случае коэффициент поглощения не зависит от длины волны ($k_\lambda = a = \text{const}$, $b = 0$). При диаметрах частиц d от 10^{-6} до 10^{-7} см коэффициент поглощения обратно пропорционален четвертой степени длины волны ($k_\lambda \approx \frac{b}{\lambda^4}$). Это случай рэлеевского рассеяния молекулами, имеющий место в земной атмосфере.

Изучение межзвездного поглощения света, проведенное путем фотоэлектрических наблюдений звезд в нескольких спектральных диапазонах, показало, что в широком интервале длин волн (от 4000 до 7000 Å) коэффициент поглощения изменяется обратно пропорционально

длине волны ($k_\lambda \approx \frac{b}{\lambda}$). Из теории следует, что такая зависимость коэффициента поглощения от длины волны будет иметь место, если пылевая составляющая межзвездной среды состоит из частиц, диаметры d которых порядка 10^{-5} см. Было найдено, что средняя

концентрация частиц пыли в межзвездной среде в сто раз меньше концентрации газа в ней.

По одной из существующих моделей частицы межзвездной пыли похожи на загрязненные ледяные кристаллики. В них на 100 молекул H_2O приходится около 20 молекул CH_4 , 10 молекул NH_3 , 5 молекул MgH . Температура этих пылевых частиц порядка 17 К.

Увы, до сих пор теоретикам не удалось построить теорию, описывающую процесс слипания различных молекул в единое целое — пылинку. Удивительно также, что размеры этих частиц одинаковы во всех направлениях в Галактике. Приходится делать вывод, что в Галактике параллельно с процессом роста частиц происходит процесс их разрушения — испарения или дробления при их взаимных столкновениях. Впрочем, сейчас имеется множество доказательств того, что пыль образуется уже в атмосферах холодных звезд.

Так как коэффициент поглощения света межзвездными частицами зависит от длины волны, то у звезды появляется «избыток цвета». Ранее в гл. 4 был введен показатель цвета как разность фотографической и визуальной величин звезды $C = m_{pg} - m_v$ или в фотоэлектрической системе, $C = B - V$. Но, как уже отмечалось, многие звезды, которые по своим спектральным характеристикам принадлежат к ранним классам, имеют желтый цвет. Это не связано с межзвездным поглощением света. Ведь коэффициент поглощения в длине волны 3500 Å вдвое больше, чем при 7000 Å. Избыток цвета E и является разностью между наблюдаемым показателем цвета C и истинным показателем C_0 , т. е. $E_{B-V} = C - C_0$.

Оказалось, что между полным поглощением света звезды $A = \frac{A_v}{1000}$ и ее избытком цвета E имеется приближенное соотношение

$$A_v \approx 3,0 E_{B-V},$$

где A_v — общее поглощение света в визуальных лучах. Избыток цвета определяется довольно легко с помощью совместных фотоэлектрических и спектральных наблюдений. Первыми определяются наблюдаемые, вторыми — истинные показатели цвета. Таким путем получены наиболее надежные данные о величине поглощения в различных участках Млечного Пути. Было установлено, что межзвездная пыль концентрируется в плоскости

Галактики: плотность частиц в единице объема уменьшается в e раз на расстоянии всего 125 пк от нее.

Присутствие пыли в межзвездной среде обнаруживается и при измерении степени поляризации света звезд, которая достигает нескольких процентов. Теоретический анализ данных наблюдений приводит к выводу, что длина космической пылинки примерно вдвое больше ее диаметра. Такая пылинка усиленно поглощает те электромагнитные волны, электрический вектор которых совпадает с направлением ее большей оси. Конечно, эффект поляризации создает не одна, а целый ансамбль пылинок, ориентированных в одинаковом направлении. Роль «дирижера» здесь выполняет магнитное поле, о существовании которого будет идти речь ниже.

Магнитные поля Галактики

Доказательства наличия поля. Явление поляризации света звезд было открыто В. Хилтнером и Дж. Холлом в США и независимо В. А. Домбровским (1913—1972) в СССР в 1948 г. По этому поводу О. Струве сказал так: «Обнаружение межзвездной поляризации света навсегда останется одним из самых ярких примеров чисто случайного открытия, подобно открытию Вильгельмом Рентгеном в 1895 г. рентгеновских лучей... От экспериментатора требовалось исключительное мастерство, но еще важнее было осознать, что этот эффект совершенно новый и не предсказанный прежними работами».

Сущность явления межзвездной поляризации света заключается в том, что от звезды к наблюдателю приходят волны с преимущественно одинаково ориентированным электрическим вектором. Другими словами, в межзвездном пространстве имеет место селективное поглощение света: поглощаются волны с определенной ориентацией электрического вектора. Мы уже отметили, что это явление связано с присутствием в межзвездной среде пылинок. Однако эффект поляризации света будет заметным, только если эти пылинки ориентированы одинаковым образом. Что же выполняет роль «дирижера»?

Почти сразу же после открытия межзвездной поляризации света, астрономы в 1949 г. пришли к выводу, что в межзвездном пространстве существуют магнитные поля напряженностью около 10^{-5} эрстед. Именно они и ориентируют пылинки одинаковым образом. Из

теории следует, что каждая пылинка быстро вращается вокруг своей малой оси, оставаясь как бы нанизанной на магнитную силовую линию.

Изучение поляризации света звезд стало важным источником информации о геометрии межзвездных магнитных полей. Так, было установлено, что в Галактике имеется магнитное поле, параллельное плоскости Млечного Пути и направленное вдоль ее спиральных ветвей. Другой метод исследования магнитного поля Галактики заключается в изучении формы светлых туманностей. Идя таким путем, Г. А. Шайн пришел к выводу, что вытянутость этих туманностей является результатом их расширения в магнитном поле, причем движение вещества происходит вдоль магнитных силовых линий, тогда как поперечные движения тормозятся магнитным полем.

К 1949 г. уже был установлен состав космического излучения за пределами земной атмосферы и оценена плотность энергии космических лучей в расчете на единицу объема. Оказалось, что последняя примерно равна плотности энергии излучения звезд. Но как объяснить высокую степень изотропии космических лучей? Здесь следовало сделать выбор между двумя предположениями: 1) космическое излучение изотропно во всей Вселенной и 2) космические лучи «замкнуты» внутри нашей Галактики. Но если осуществляется первый случай, то в межгалактическом пространстве полная энергия космических лучей будет уже в тысячи раз больше энергии излучения. Таким образом, необходимо было предположить, что во Вселенной существуют мощные источники, обеспечивающие плотность энергии в форме космических лучей, примерно в 10^4 раз большую, чем в форме излучения. Более приемлемой поэтому представлялась вторая возможность.

Но ведь Солнце не находится в центре Галактики. Поэтому, чтобы объяснить изотропию космического излучения, необходимо было предположить, что траектории космических лучей в Галактике сложны и запутаны. Искривить же траекторию быстрой заряженной частицы может только магнитное поле. Мы уже видели (см. гл. 5), что в магнитном поле частица движется по спирали, радиус которой прямо пропорционален ее энергии и обратно пропорционален напряженности поля. Несложный расчет показывает, что траектория частицы с энергией $E = 10^{18}$ эВ имеет радиус кривизны порядка 1000 пк при напряженности поля $\sim 10^{-6}$ эр-

стед. Этого достаточно, чтобы удержать частицу в Галактике.

Здесь напрашивался вывод, что магнитное поле спиралей не в состоянии удержать релятивистскую частицу, которая все же может ускользнуть в межгалактическое пространство. Магнитное поле должно заполнять всю Галактику, оно должно быть и в спиральных и вне их, в газовых облаках и между ними, иначе сквозь эти промежутки происходила бы утечка космических лучей.

В присутствии магнитного поля устанавливается своеобразное динамическое равновесие между полем и движением вещества, происходит равномерное распределение энергий. Это значит, что плотность кинетической энергии газа $\frac{\rho v^2}{2}$ в стационарном состоянии стано-

вится равной плотности энергии поля $\frac{H^2}{8\pi}$. Вне спиральных ветвей и облаков плотность вещества невелика, поэтому частицы разреженного газа обладают большими скоростями, позволяющими им подниматься высоко над плоскостью Галактики. На этом основании С. Б. Пикельнер (1921—1975) (СССР) пришел к выводу, что разреженный газ должен образовывать *гало* Галактики или *галактическую корону* — сферическую подсистему толщиной в несколько тысяч парсек.

Если же говорить об источниках космических лучей, то вполне вероятно, что основная их часть генерируется при вспышках сверхновых. Лишь они могут обеспечить требуемую мощность порядка 10^{41} эрг/с. Пользуется известностью *статистический механизм ускорения Ферми* (работа Э. Ферми (1901—1954) была опубликована в 1949 г.) — ускорения заряженных частиц в результате их рассеяния на «магнитных облаках», хаотически движущихся в межзвездной среде. Дело в том, что при встречных столкновениях заряженной частицы с магнитными силовыми линиями ее энергия увеличивается, тогда как при догоняющих — уменьшается. Частота же встречных столкновений несколько превышает частоту догоняющих. В 1977 г. была разработана теория регулярного ускорения космических лучей на фронте ударной волны: пересекая фронт, заряженные частицы испытывают встречные столкновения с замагниченной плазмой. Далее многие из них «случайно» совершают обратный переход в область перед фронтом ударной волны, испытывая при этом снова встречное столкновение.

Это и приводит к росту энергии частицы и абсолютной величины ее импульса. Как оказалось, в случае сильных ударных волн распределение частиц по энергиям подчиняется закону (3.30) при $\gamma = 2$, что близко к величине, следующей из анализа интенсивностей синхротронного излучения источников. Тем не менее вопрос о происхождении космических лучей все еще подлежит дискуссии.

Синхротронное радиоизлучение Галактики. В 1952 г. И. С. Шкловский установил, что наблюдаемое радиоизлучение Галактики подразделяется на две составляющие, сильно отличающиеся по спектру. Первая из них, плоская составляющая — это тепловое излучение ионизованных облаков межзвездной газовой среды, обусловленное движениями электронов вблизи ионов. Оно характеризуется яркостной температурой порядка 10 000 К. При этом, в полном соответствии с теорией, если излучающий газ является оптически тонким, то интенсивность его излучения не зависит от частоты. Если же слой становится оптически толстым, эта интенсивность, как и в случае абсолютно черного тела, определяется формулой Рэлея — Джинса (3.7).

Интенсивность сферической составляющей радиоизлучения Галактики растет с длиной волны. В частности, при $\lambda = 10$ м она соответствует температуре 100 000 К. Очевидно, что такое излучение не может быть связано с тепловыми движениями электронов в поле атомных ядер. Но какова же природа этого нетеплового радиоизлучения?

Еще в 1950 г. Х. Альвен и Н. Герлофсон (Швеция) и независимо от них К. Киппенхойер (ФРГ) пришли к выводу, что источником космического радиоизлучения могут быть релятивистские электроны, движущиеся в межзвездных магнитных полях. Стало ясно, что нетепловая составляющая радиоизлучения Галактики объясняется синхротронным излучением релятивистских электронов. Тем самым было доказано, что в межзвездном пространстве существуют магнитные поля напряженностью порядка 10^{-5} эрстед и релятивистские электроны с энергиями, достигающими 10^8 эВ.

Благодаря работам В. Л. Гинзбурга, Г. Г. Гетманцева и М. И. Фрадкина (СССР), гипотеза о синхротронном излучении релятивистских электронов превратилась в стройную теорию, объясняющую интенсивность, спектр и другие основные характеристики космического радиоизлучения. Основные соотношения, которыми описыва-

ется синхротронное излучение, приведены нами в гл. 3. Здесь мы отметим лишь, что наблюдаемый спектральный индекс синхротронного радиоизлучения Галактики

$\alpha = \frac{\gamma - 1}{2}$ несколько различен для разных интервалов частот. В среднем для частот $30 < \nu < 1000$ МГц имеем $\alpha \approx 0,5$. При ν примерно равных 300—400 МГц $\alpha \approx 0,8$. Этим значениям параметра α соответствуют значения показателя дифференциального энергетического спектра релятивистских электронов γ , равное 2 и 2,6.

Проблема происхождения поля. Вопрос о происхождении межзвездных магнитных полей дискутируется уже на протяжении нескольких десятилетий. Л. Бирман и А. Шлютер (ФРГ) установили, что слабое магнитное поле может образовываться в небольшом объеме «автономно» в результате разделения ионов и электронов благодаря различию их масс.

Так, если в газе образовалось уплотнение, то электроны (имеющие одинаковую энергию с ионами, и поэтому примерно в 40 раз большую скорость) будут «рассасываться» быстрее, чем ионы. Такое движение электронов относительно ионов (электрический ток!) и приводит к возникновению слабых магнитных полей. Если при этом температура вещества окажется неоднородной, то возникшие электрические токи приобретают вихревой характер, что препятствует затуханию процесса. Далее в результате движения газовых масс происходит запутывание силовых линий, их уплотнение и в конечном итоге — усиление поля. По-видимому, этим путем могут возникать поля напряженностью до 10^{-5} эрстед. Предполагалось, что в дальнейшем в результате вращения Галактики конденсации межзвездного газа, пронизанные магнитными полями, вытягиваются, образуя спиральные ветви.

В главе 10 мы остановимся на современных взглядах на образование спиральных ветвей галактик как волн плотности. Это вынуждает по-иному рассматривать и проблему происхождения магнитного поля Галактики. Недавно Н. С. Кардашев высказал предположение, что магнитное поле Галактики имеет внегалактическое происхождение. Другими словами, слабое поле могло существовать уже в самом веществе, из которого сформировалась Галактика. В процессе эволюции нашей звездной системы оно усиливалось и закручивалось ее вращением.

Загадки Совы и Краба

Планетарные туманности. Видимый угловой диаметр наибольшей из планетарных туманностей достигает $1/4$ градуса, т. е. половины углового диаметра Луны, у остальных он в большинстве случаев не превышает $0,3'—0,4'$. Некоторые из туманностей, по сходству с чем-либо, получили названия: Сова, Гантель, Эскимо. Ближайшая к нам и крупнейшая из планетарных туманностей — туманность NGC7293 в созвездии Водолея (см. рис. 139) называется Улиткой. Многие удаленные планетарные туманности внешне ничем не отличаются от звезд. В центре более близкой планетарной туманности обычно видна слабая звездочка — ядро туманности.

Что же представляют собой эти удивительные объекты? Каковы их физические характеристики — массы, размеры, температуры, возраст?

Главная информация о природе планетарных туманностей, как и в случае других небесных тел, была получена путем анализа их спектров. В спектрах планетарных туманностей на очень слабом непрерывном фоне видно большое количество эмиссионных линий. Ярчайшими из них являются две зеленые линии с длинами волн λ 5007 и 4959 Å, которые были названы *небулярными* (от латинского слова *nebula* — туманность) и обозначены соответственно через N_1 и N_2 . Положение этих линий в спектре не соответствовало ни одной из линий, наблюдающихся в лабораториях. Поэтому было высказано предположение, что они принадлежат небулю — газу, который имеется лишь в туманностях. В дальнейшем, при более тщательном изучении спектров туманностей установили, что количество таких линий достигает ста. Было обнаружено также, что именно в эмиссионных линиях сосредоточено свыше 90 % всего излучения планетарных туманностей.

Природа небулярных линий была выяснена в 1927 г. А. Боуэном (США). Оказалось, в частности, что упомянутые линии N_1 и N_2 принадлежат дважды ионизованному кислороду. Это запрещенные линии [OIII], которые могут возникать лишь в условиях исключительно высокой степени разрежения как вещества, так и излучения, что как раз и характерно для планетарных туманностей.

О том, что концентрация вещества в планетарных туманностях очень мала, свидетельствует и тот факт,

что сквозь туманность Улитку видны далекие галактики!

Процессы, происходящие в планетарных туманностях (как и в других газовых туманностях), подробно изучены. Сегодня уже известно, что в водородных линиях туманность светится за счет «дробления» квантов лаймановского континуума, излученных ее ядром. Сначала при поглощении L_c -кванта в туманности происходит ионизация атома водорода. Далее электрон рекомбинирует на один из верхних уровней, после чего спонтанно переходит вниз, излучая энергию в отдельных спектральных линиях. Это — теорема Росселанда в действии.

Свечение туманности в запрещенных линиях происходит благодаря возбуждению метастабильных уровней ионов кислорода (и других ионов) электронными ударами. При столкновении иона со свободным электроном последний отдает ему часть своей энергии (для иона OIII соответствующая энергия возбуждения составляет всего 2,5 эВ). Спустя некоторое время (для иона OIII оно равно 42 с) электрон в атоме переходит на нижний уровень, испуская запрещенную линию.

Таким образом, за счет поглощения L_c -квантов происходит ионизация водорода и нагрев туманности, тогда как за счет излучения в запрещенных линиях — ее охлаждение. Оба эти процесса, вместе взятые, устанавливают и поддерживают в туманности определенное тепловое равновесие, определяют температуру составляющих ее частиц.

Для определения кинетической (электронной) температуры вещества туманности разработано несколько методов. Мы остановимся здесь на методе, который был предложен В. А. Амбарцумяном. Известно, что ион OIII излучает своеобразный каскад запрещенных линий. Дело в том, что ион OIII имеет два метастабильных уровня — один выше другого. И если электрон данного иона в результате соударения переведен на высший метастабильный уровень (обозначим его C), то далее он спонтанно переходит на «средний» метастабильный уровень (B) и лишь после этого — на основной уровень (A). Переход $C \rightarrow B$ соответствует излучению голубой линии λ 4363 Å, переход $B \rightarrow A$ — линиям N_1 и N_2 . Очевидно, что малоэнергичные свободные электроны в состоянии возбудить уровень B , высокоэнергичные — уровень C . Поэтому отношение интенсив-

ностей линий $4363 \text{ \AA} / (N_1 + N_2)$ будет тем больше, чем выше кинетическая температура туманности, т. е. чем больше в ней свободных электронов, имеющих высокую энергию. Предполагается, что распределение электронов по скоростям подчиняется распределению Максвелла, учитывается и тот факт, что часть энергии электронов расходуется ими на излучение при рекомбинациях.

Так было найдено, что кинетические температуры газа в планетарных туманностях находятся в пределах от 9000 до 14 000 К.

Путем сопоставления интенсивностей различных разрешенных и запрещенных линий, принадлежащих разным атомам, удалось определить химический состав планетарных туманностей. Было установлено, что, как и в звездных атмосферах, самым распространенным элементом в них является водород. Гелия (по числу атомов) в планетарных туманностях примерно в шесть раз, а всех других атомов, вместе взятых, — в 1000 раз меньше.

В спектрах ядер многих планетарных туманностей линии вообще не заметны, в других же они очень слабые или же очень яркие и широкие. В любом случае получить какую-нибудь уверенную информацию из их анализа (например, температуру или класс светимости) практически невозможно. И все же для определения температур ядер туманностей астрофизикам удалось разработать достаточно надежные методы. Один из них, предложенный Г. Занстра (1894—1972) (Голландия), заключается в следующем.

В разрешенных линиях водорода туманность светится за счет поглощенных L_c -квантов, излученных ядром. Каждый L_c -квант имеет мало шансов ускользнуть из туманности, он дробится в ней, так что в конечном итоге образуется либо квант бальмеровского континуума и линия L_α , или же одна из линий серии Бальмера и та же линия L_α . Можно поэтому сказать, что число излученных звездой L_c -квантов равно сумме квантов, излученных туманностью в бальмеровском континууме и бальмеровских линиях. И те и другие могут быть легко сосчитаны. Для этого необходимо лишь измерить энергию, которая излучается туманностью в бальмеровских линиях и континууме. После того как число излученных звездой L_c -квантов найдено, нетрудно уже определить, сколько энергии она излучает в длинах волн $\lambda \leq 912 \text{ \AA}$. И, наконец, сравнивая эту величину с энергией,

излучаемой звездой в видимой части спектра, можно определить ее температуру.

Так было установлено, что ядра планетарных туманностей — это очень горячие звезды: их температуры достигают 50 000, 100 000 и даже 200 000 К.

После того как были оценены расстояния до планетарных туманностей, астрономы пришли к выводу, что светимости их ядер значительно ниже светимостей обычных горячих звезд. Ядра туманностей оказались белыми и голубыми карликами.

Оценки показали, далее, что концентрация частиц в планетарных туманностях составляет всего 10^2 — 10^5 см^{-3} , а массы этих объектов в среднем равны $0,1 M_\odot$. Расщепление спектральных линий туманностей свидетельствует об их расширении со скоростями 10—30 км/с. В среднем радиусы туманностей достигают 0,1 пк (радиус туманности Улитка — около 1 пк!). Отсюда следует, что возраст этих объектов относительно небольшой — всего около 10 000 лет. В будущем, через несколько десятков тысяч лет, в результате расширения туманность перестанет быть видимой.

Интересно отметить, что обнаружено по крайней мере четыре случая, когда в центре планетарной туманности находится не одна звезда, а двойная система.

Наблюдаемое количество планетарных туманностей свидетельствует о том, что ежегодно в нашей Галактике образуется около трех новых туманностей. Каким образом? Об этом будет идти речь в гл. 10. Забегая вперед, однако, отметим, что эти объекты образуются, по-видимому, в результате плавного отделения оболочки звезды на стадии сверхгиганта.

Кравовидная туманность. 4 июля 1054 г. в созвездии Тельца внезапно зажглась звезда, блеск которой был примерно в пять раз больше яркости Венеры. Ее было видно днем в течение 23 суток.

В 1731 г. английский физик и любитель астрономии Джон Бевис (1695—1774), а спустя 27 лет знаменитый «ловец комет» француз Шарль Мессье (1730—1817) независимо друг от друга обнаружили в созвездии Тельца «белесоватое вытянутое пятно света, по форме напоминающее свечу, не содержащее внутри себя звезд». В каталоге Мессье этот объект, который в середине XIX в. получил название «Крб» или «Кравовидная туманность», помещен под № 1.

На протяжении еще долгого времени предполагалось, что эта туманность является звездным скоплением. И лишь в результате спектральных наблюдений, начатых в 1913 г., была решена первая загадка Краба — было установлено, что этот объект является газовой туманностью. В ее спектре на фоне непрерывного излучения видны яркие эмиссионные (в том числе небулярные) линии. Правда, в отличие от планетарных туманностей, в эмиссионных линиях Крабовидной туманности сосредоточено всего около 5 % ее общего излучения.

С полным основанием Крабовидную туманность (см. рис. 128) можно назвать увлекательнейшим, одним из наиболее интересных объектов нашей Галактики. Расстояние до туманности оценивается цифрой $1700 \text{ пк} = 5500 \text{ световых лет}$, ее видимая величина $8,6^m$, приближенные угловые размеры $3' \times 2'$.

Уже при первых спектральных наблюдениях туманности было обнаружено, что главные небулярные эмиссионные линии расщеплены на две компоненты. Отсюда следовало, что туманность расширяется со скоростью порядка 1000 км/с . Этот вывод был подтвержден также путем измерения положений отдельных деталей туманности на фотографиях, сделанных с промежутком в несколько десятков лет. После этого логично было предположить, что Крабовидная туманность образовалась в результате вспышки сверхновой 1054 г.

Фотографирование Крабовидной туманности через широкополосные светофильтры помогло установить особенности ее строения. Было установлено, что она состоит как бы из двух взаимно проникающих туманностей — аморфной и волокнистой. Аморфная масса, сосредоточенная главным образом во внутренней части туманности, производит непрерывный спектр без признаков ярких линий. Для волокон характерен линейчатый спектр с очень интенсивными запрещенными линиями ионизованного азота, серы, кислорода и водородными линиями.

С помощью методов, используемых обычно при изучении планетарных туманностей, было найдено, что в волокнах туманности концентрация электронов достигает $4 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$, а их кинетическая температура 17000 К . Значительно труднее было объяснить природу аморфной массы. Ведь в видимой части спектра она излучает энергию примерно в 750 раз больше, чем центральная звезда. Было подсчитано, что туманность, излу-

чающая за счет тормозных процессов, при электронной температуре примерно 50000 К и концентрации 10^3 см^{-3} может обеспечить наблюдаемый выход энергии лишь в случае, если ее масса не меньше $20 M_{\odot}$. К тому же предоставленная себе самой, она израсходовала бы запасы своей внутренней энергии всего за 20 лет.

Отсюда следовало, что здесь должна иметь место непрерывная перекачка энергии от центральной звезды к туманности. Но в то время, 40 лет назад, был сделан вывод, что Сверхновая 1054 г. относится к I типу и что поэтому масса сброшенной оболочки должна иметь порядок $0,1 M_{\odot}$.

В 1949 г. Дж. Болтон и Г. Стенли (Австралия) отождествили открытый ими мощный источник радиоизлучения Телец А с Крабовидной туманностью. Наблюдения показали, что на радиоизлучение туманности накладывается излучение практически точечного источника, который на частоте $26,5 \text{ МГц}$ дает около 50 % всего радиоизлучения Крабовидной туманности. Так возникла проблема объяснить излучение этого объекта в широком интервале электромагнитных волн — от видимого света до радиодиапазона. Это было сделано И. С. Шкловским, который в 1953 г. предложил и обосновал синхротронную теорию излучения туманности, сразу же получившую всеобщее признание. Так как зависимость интенсивности излучения туманности от частоты имеет вид $I_{\nu} \sim \nu^{-0,27}$, то спектр релятивистских электронов характеризуется параметром $\gamma \approx 1,5$.

В 1963 г. было установлено, что Крабовидная туманность является также мощным источником рентгеновского излучения. Через год, наблюдая покрытие туманности Луной, астрономы пришли к выводу, что угловые размеры области, излучающей в рентгеновском диапазоне, всего в пять раз меньше самой туманности. И это излучение также является синхротронным.

Подсчет показывает, что общее количество энергии, излучаемой туманностью во всех спектральных диапазонах, составляет величину порядка $5 \cdot 10^{37} \text{ эрг/с}$, т. е. оно в десятки тысяч раз больше мощности излучения Солнца. Полная энергия релятивистских частиц в туманности достигает 10^{49} эрг , масса этих частиц — всего $10^{-6} M_{\odot}$, тогда как масса аморфной составляющей не превышает $0,05 M_{\odot}$. При напряженности магнитного поля туманности $\approx 5 \cdot 10^{-4} \text{ эрстед}$ время жизни реля-

тивистских электронов, излучающих рентгеновские кванты, согласно (7.32) не превышает нескольких лет. Все-го! Но ведь туманность существует уже 900 лет! Откуда же она черпает свою энергию?

Сегодня нет сомнений в том, что все свойства Крабовидной туманности определяются пульсаром PSR 0531. Он поставляет в нее релятивистские электроны, излучающие в непрерывном спектре, он с интервалом в несколько месяцев «выстреливает» в туманность «жгуты» — вытянутые образования, видимые в непрерывном оптическом спектре и излучающие в расчете на единицу объема примерно в 100 раз большую энергию, чем газ туманности. Жгуты движутся от центра туманности со скоростями порядка $\frac{1}{10}$ скорости света. Размер жгута (по-видимому, это сгусток релятивистских электронов), составляет около $5 \cdot 10^{16}$ см. В туманности время от времени наблюдаются еще образования значительно большего масштаба (до 10^{18} см), также перемещающиеся от центра туманности к периферии с несколько меньшими скоростями.

В заключение вспомним еще об одной загадке, которую Краб в свое время преподнес астрономам. Дата «рождения» туманности известна. Известны также ее сегодняшние размеры и скорость расширения. И вот оказалось, что согласовать эти данные можно лишь в случае, если предположить, что скорость расширения туманности в наше время почти в полтора раза больше начальной. Какая же сила вынуждает вещество туманности ускоряться? Ответить на этот вопрос удалось С. Б. Пикельнеру. Он доказал, что эффект ускорения обусловлен давлением магнитных полей и релятивистских частиц, находящихся в туманности.

Можно ли после всего этого удивляться словам, сказанным однажды И. С. Шкловским, что «астрономия состоит из двух частей — это Крабовидная туманность и все остальное»...?

Другие остатки сверхновых. Туманностей — остатков вспышек сверхновых уже известно свыше 130. Одной из них является также показанная на рис. 140 туманность Петля в Лебеде. Это огромная волокнистая туманность, угловые размеры которой достигают $2,8^\circ$. При расстоянии до туманности, равном около 800 пк, это соответствует ее линейному радиусу порядка 20 пк. Очевидно, что в сфере такого радиуса содержится несколько тысяч звезд. И все же, в противовес слу-

чаю с планетарными туманностями, ни одна из них не может быть источником излучения туманности. Туманность светится за счет энергии, запасенной оболочкой сверхновой во время взрыва.

В спектре волокон туманности наблюдаются эмиссионные линии водорода, ионизованных кислорода, азота, серы и других элементов. Смещение длин волн, обусловленное эффектом Доплера, указывает, что волокна расширяются со скоростью около 115 км/с.

В 1965 г. было открыто рентгеновское излучение этой туманности, причем угловые размеры источника оказались близкими к угловым размерам туманности. Измерения интенсивности излучения в отдельных участках рентгеновского спектра свидетельствуют о том, что речь идет о тепловом излучении плазмы, нагретой до температуры нескольких миллионов градусов (точнее, около $3 \cdot 10^6$ К). Полученные рентгеновские изображения источника имеют вид колец: излучающий газ располагается в виде тонкого сферического слоя на периферии туманности. Сами же волокнистые туманности — это всего лишь холодные вкрапления в огромной массе движущегося вещества. Эти особенности строения туманности хорошо объясняются с помощью методов космической газодинамики, на чем мы остановимся несколько позже.

Туманность Петля является также источником мощного радиоизлучения. Впрочем, теперь уже установлено, что в радиодиапазоне излучают не только туманности — остатки сверхновых, но и планетарные туманности. Различие лишь в том, что излучение первых является синхротронным, тогда как вторых — тепловым.

Интересным объектом — остатком вспышки сверхновой — является радиоисточник Кассиопея А, обнаруженный в 1948 г. Лишь три года спустя его отождествили со слабой оптической туманностью с угловыми размерами около $4'$. Эта туманность состоит из вытянутого волокна и большого числа звездообразных конденсаций. Анализ спектров этих объектов указывает на скорости движений около 8000 км/с. Химический состав остатка существенно отличается от химического состава межзвездной среды. Так, кислорода и серы в нем примерно в десять раз больше, чем в межзвездной среде. Но наиболее любопытной является неустойчивость отдельных образований в туманности: в ней «вдруг» появляются небольшие волокна, которые существуют

несколько десятков лет, после чего исчезают. Причина этих явлений пока остается не ясной.

Зная скорость движения волокон и расстояние до источника (около 3000 пк), нетрудно установить, что вспышка сверхновой произошла около 1667 г. И тот факт, что вспышка этой звезды не была замечена астрономами, вызывает недоумение. Ведь ее видимая величина в максимуме блеска должна была быть около -2^m . В связи с этим И. С. Шкловский высказал предположение, что в расширяющихся оболочках сверхновых II типа (к которым отнесена и Кассиопея А) образуется огромное количество пыли, которая поглощает весь свет, перерабатывая его в невидимую инфракрасную радиацию.

В 1966 г. было обнаружено рентгеновское излучение от Кассиопеи А. Это излучение тепловое, возникающее благодаря высвечиванию газа, нагретого (очевидно, ударной волной) до температуры около 30 млн. градусов. В то же время радиоспектр туманности объясняется исключительно синхротронным излучением.

Исходя из общей теории синхротронного излучения, И. С. Шкловский разработал метод определения расстояний до остатков вспышек сверхновых по их угловым размерам и интенсивности излучаемой ими энергии. Это позволило оценить полное количество таких объектов в Галактике (порядка 500), а принимая средний возраст таких остатков около 20 000 лет, оценить среднюю частоту вспышек сверхновых в Галактике (примерно одна вспышка за сорок лет).

Интересными являются туманности — остатки Сверхновой 1572 г., наблюдавшейся Тихо Браге, и Сверхновой Кеплера, вспыхнувшей в 1604 г. Обе они являются мощными источниками радиоизлучения. Угловые размеры оболочек говорят о том, что скорости их разлета должны бы быть порядка 12 000 км/с, тогда как лучевые скорости, полученные из спектральных наблюдений, в 50—100 раз меньше. Как же произошло торможение этих оболочек? Ведь оба остатка сверхновых находятся на очень больших расстояниях от галактической плоскости, где плотность межзвездного газа крайне невелика.

Еще большую загадку представляют галактические «шпур» (от английского *spiral* — шпора). Это довольно мощные источники радиоизлучения, расположенные на небесной сфере в виде тонких колец. Их обнаружено че-

тыре. «Большой шпур» диаметром около 110° протянулся через созвездия Геркулеса, Змеи, Волопаса, Девы и Чашы. Излучение «шпуров» имеет синхротронную природу.

Представляется вероятным, что «Большой шпур» — это остаток вспышки сверхновой, имевшей место около миллиона лет назад на расстоянии 130 пк от Солнца. И... на пути расширяющейся оболочки 100 000 лет назад вспыхнула еще одна сверхновая, после чего произошло столкновение двух движущихся в противоположные стороны масс вещества. Об этом нам рассказали рентгеновские телескопы.

Динамика межзвездной среды

Как известно, методы газодинамики применяются лишь в случае, если длина свободного пробега частиц газа $l \approx \frac{1}{N\sigma}$, где N — концентрация частиц, $\sigma \approx 10^{-15}$ см² — поперечное сечение атомов при столкновениях, существенно меньше размеров объема, в котором этот газ находится. Выполняется ли это условие для межзвездной среды?

Оказывается, что выполняется. В самом деле, при концентрации частиц газа $N = 1$ см⁻³ длина свободного пробега составляет «всего» 10^{15} см, т. е. около 0,0003 пк, тогда как толщина газового диска в Галактике достигает 200 пк. Эти соображения и дают основание рассматривать межзвездный газ как непрерывную сжимаемую среду, к которой полностью применимы методы газовой динамики. Мы остановимся лишь на некоторых выводах космической газодинамики — этой важной отрасли теоретической астрофизики.

Ударные волны в межзвездной среде. Температура газа в областях нейтрального водорода (областях H I) не превышает 100 К. Ей соответствует скорость звука $a_1 \approx 1$ км/с.

В то же время известно, что средние скорости межзвездных газовых облаков равны 8 км/с, а в некоторых случаях они достигают 80 км/с. Таким образом, по отношению к окружающей среде (межзвездному газу) эти облака движутся со сверхзвуковыми скоростями. Поэтому перед движущимся облаком, как перед мощным поршнем, неминуемо возникает ударная волна, распространяющаяся в сторону разреженного межзвездного газа. Еще большими являются скорости оболочек но-

вых и сверхновых звезд, поэтому более мощными будут и связанные с ними ударные волны.

Мы видим, что ударные волны — довольно обыденное явление в межзвездной среде. Вероятно, они и являются весьма эффективным механизмом сжатия межзвездного газа, возможно, способствующим образованию звезд.

Свойства межзвездных ударных волн были подробно исследованы С. Б. Пикельнером и С. А. Капланом. Здесь мы остановимся коротко лишь на вопросе о величине скачка плотности за фронтом такой волны.

Из формулы (7.28) следует, что температура за фронтом ударной волны резко повышается. Расчет показывает, что при скоростях ударной волны от 20 до 200 км/с энергия, приобретенная газом за фронтом волны, усиленно им излучается. Благодаря этому газ сжимается не до предела $\rho_2 = 4\rho_1$, как это следует из (7.28), а до величины

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} \approx \gamma \frac{D^2}{a_1^2} = \gamma M^2.$$

Поэтому, например, если скорость ударной волны $D = 100$ км/с и число Маха $M = 100$, то плотность газа за фронтом волны увеличивается в 1000 — 10 000 раз. Особенно эффективно происходит процесс сжатия при столкновении (пересечении) двух ударных волн. Не исключено, что именно таким путем и образуются волокнистые туманности.

При столкновении двух облаков образуются две ударные волны, движущиеся в противоположных направлениях (рис. 146). И в этом случае за счет высвечивания газа в нагретой зоне вещество еще больше уплотняется.

Посмотрим теперь, как можно описать динамику газовых масс с момента вспышки сверхновой на примере туманности Петля. При вспышке сверхновой от центра к поверхности звезды распространяется ударная волна. Если звезда обладала протяженной короной с распределением плотности в ней $\rho \sim r^{-n}$ (r — расстояние от центра звезды), то при $n \geq 4$ скорость ударной волны к моменту ее выхода в межзвездное пространство будет близкой к скорости света. Вслед за ударной волной со скоростью «всего» около 10 000 км/с движется сама оболочка звезды. Но, как это видно из формулы (7.29), при дальнейшем движении ударной волны в однород-

ной межзвездной среде ее скорость уменьшается пропорционально $r^{-3/2}$. Расчет показывает, что ударная волна затухает, пройдя расстояние всего около 0,1 пк.

Радиус туманности Петля составляет около 20 пк, т. е. ее размеры существенно больше сферы действия ударной волны, непосредственно возникающей при вспышке сверхновой. Поэтому в настоящее время газодинамический эффект на межзвездную среду оказывает

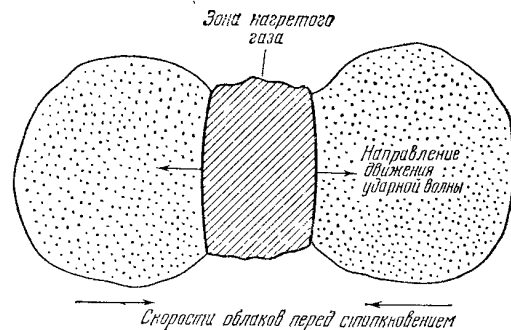


Рис. 146. При столкновении двух облаков образуются две ударные волны, движущиеся в противоположные стороны

сама сброшенная оболочка звезды. Благодаря своей большой массе и запасенной кинетической энергии она движется как мощный таран и сметает при своем расширении газ, окружающий звезду. При этом масса оболочки непрерывно возрастает. Как показывают оценки, масса светящихся волокон туманности порядка $0,1 M_{\odot}$, а общая масса туманности превышает $100 M_{\odot}$. Впереди оболочки движется ударная волна, скорость которой достигает величины 340 км/с. Поэтому волокна туманности могут быть зонами высвечивания газа, нагретого этой волной. Область за фронтом волны нагревается до температуры в несколько миллионов градусов. При охлаждении газа энергия высвечивается главным образом в рентгеновском диапазоне.

Ионизационные фронты. Методами космической газодинамики объясняется и формирование зон ионизованного водорода в окрестностях звезд ранних спектральных классов под действием их ультрафиолетового излучения.

В самом деле, плотность среды в области III и в области II одинакова. А между тем, как уже отмеча-

лось выше, температура в зоне III примерно в сто раз больше. Отсюда следует, что и давление в зоне Стремгрена будет во столько же раз больше. Вывод из этого очевиден: нагретый ионизованный газ зоны III будет расширяться в сторону холодного газа зоны II.

Обе зоны (III и II) разделены переходной областью, ширина которой Δr , по аналогии с формулой (3.21), порядка длины пробега кванта лаймановского континуума (L_c -кванта)

$$\Delta r \approx \frac{1}{N_H k_1} \approx \frac{0,05}{N_H} \text{ пк},$$

где $k_1 = 6 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ — коэффициент поглощения с основного уровня атома водорода, N_H — число поглощающих атомов в единице объема. По сравнению с размерами самой зоны Стремгрена S_0 толщина переходной зоны невелика ($\Delta r \ll S_0$). Поэтому обычно говорят о поверхности, разделяющей два состояния водорода — ионизованное и неионизованное. Эту поверхность принято называть *фронтом ионизационной волны* (И-фронтом).

Здесь необходимо подчеркнуть, что в теории ионизационных волн речь идет не просто о расширении нагретого газа в сторону холодного. Дело в том, что под действием L_c -квантов, излучаемых звездами, происходит непрерывная ионизация новых слоев холодного газа. Поэтому одним из важнейших условий, выполняющихся на фронте ионизационной волны, является то, что число нейтральных атомов, пересекающих ионизационный фронт (и ионизирующихся при этом) в расчете на единицу поверхности, равно числу L_c -квантов, достигающих фронта и поглощаемых здесь. Если J — поток L_c -квантов в расчете на 1 см^2 в 1 с , v_1 — скорость движения И-фронта в среду с концентрацией частиц N_1 , то на И-фронте выполняется условие $J = N_1 v_1$.

Общий анализ свойств ионизационных фронтов провел Ф. Кан (Англия). Он установил, что И-фронт может двигаться непосредственно в неионизованный газ, если концентрация частиц N_1 меньше отношения $\frac{J}{2a_2}$ или равна ему ($N_1 \leq \frac{J}{2a_2}$), или же если $N_1 \geq \frac{2Ja_2}{a_1^2}$, где a_2 и a_1 — соответственно скорости звука в зонах III и II. В первом случае И-фронт распространя-

ется по невозмущенному газу со сверхзвуковой скоростью $v_1 \geq 2a_2$, на фронте волны плотность газа увеличивается вдвое или еще больше ($N_2/N_1 \geq 2$). Это так называемый *ионизационный фронт R-типа*. Во втором случае речь идет об ионизационной волне, движущейся

в область II с дозвуковой скоростью $v_1 \leq \frac{a_1^2}{2a_2} \ll a_1$.

Здесь при переходе через фронт волны газ резко ускоряется по направлению к горячей звезде. Это *ионизационный фронт D-типа*.

Само название И-фронтов отражает состояние среды перед фронтом: R — rarefied — «разреженное» и D — dense — «плотное».

Очевидно, что в межзвездной среде реальное значение концентрации частиц N_1 и потока ионизирующих квантов J может быть произвольным, причем величина последнего изменяется обратно пропорционально квадрату расстояния до звезды — источника L_c -квантов. Поэтому если концентрация частиц газа (атомов водорода) межзвездной среды больше величины $J/2a_2$, но меньше $2Ja_2/a_1^2$ ($J/2a_2 < N_1 < \frac{2Ja_2}{a_1^2}$), речь идет о дви-

жении *ионизационного фронта M-типа*. Такой ионизационный фронт представляет собой комбинацию ударной волны (сжимающей газ до плотности $N_1 > \frac{2Ja_2}{a_1^2}$)

с И-фронтом D-типа или же волны разрежения (понижающей плотность до значения $N_1 < \frac{J}{2a_2}$) с И-фронтом R-типа.

Вот как изменяется тип И-фронта в процессе развития III-области, формирующейся вокруг звезды раннего спектрального класса под действием излучаемых ею квантов лаймановского континуума. Сначала при «мгновенном» возгорании звезды раннего спектрального класса в окружающем пространстве по еще невозмущенному газу движется мощная волна ионизирующей радиации. Это И-фронт R-типа. Далее, как только III-область сформировалась, внутри И-фронта зарождается ударная волна, которая вскоре вырывается вперед и переводит И-фронт на режим M-типа. В конечном итоге происходит превращение И-фронта во фронт D-типа и его затухание.

Очевидно, что И-фронт мог бы сохранять правильную форму лишь в случае, если он движется в однородной среде. На самом же деле межзвездная среда неоднородна. Поэтому при своем движении И-фронты огибают более плотные газовые облака и сжимают их. Именно так, по всей видимости, и образуются глобулы. Высокое давление в зонах Н II, окружающих глобулы, благоприятствует их сжатию и образованию молодых звезд.

В некоторых случаях И-фронт глубоко проникает в плотную холодную туманность. Так образуются сильно вытянутые выступы — «слоновые хоботы», показанные на рис. 138. Яркий ободок, огибающий глобулу или «хобот» со стороны возбуждающей звезды, — это светящийся И-фронт D-типа, медленно углубляющийся в плотную неионизованную среду.

Турбулентность. Наблюдения показывают, что в непрерывном движении находится вся газо-пылевая среда. Но какое оно? Известно, что движение газа или жидкости может быть ламинарным или турбулентным. В первом случае частицы движутся параллельными путями вдоль потока. Для турбулентного движения характерно беспорядочное хаотическое перемещение отдельных масс, при котором энергия передается от движений больших масштабов к движениям меньших масштабов до тех пор, пока в движениях наименьшего (внутреннего) масштаба кинетическая энергия не превратится в тепловую.

Как было показано А. Н. Колмогоровым (СССР), относительные скорости движения v турбулентных масс связаны с расстояниями между ними l зависимостью

$$v \approx (el)^{1/3}, \quad (8.5)$$

т. е. увеличиваются пропорционально кубическому корню из расстояния между турбулентными массами. Коэффициент пропорциональности характеризует количество энергии, которое передается одному грамму газа за 1 с.

Анализ показывает, что межзвездная среда и в самом деле близка к турбулентному состоянию. Исследования движения газовых облаков приводят к выводу, что $e \approx 10^{-3}$ эрг/г·с и что соотношение (8.5) выполняется до расстояний $L \approx 100$ пк. Это так называемый основной масштаб турбулентности. Важную роль здесь играют, по-видимому, и магнитные поля, усиливающие

одни масштабы турбулентности и подавляющие другие. Поддерживается же турбулентное движение межзвездного газа за счет расширения зон Н II и вспышек сверхновых звезд.

Космические мазеры

В 1952 г. началась разработка квантовых генераторов — *мазеров*. Напомним кратко принцип работы мазера. Поглощая энергию электромагнитного поля высокой частоты, атомы определенного вещества (аммиака, атомы хрома в рубиновом стержне) переходят в возбужденное состояние. Как только через это вещество пропускается пучок световых волн, атомы немедленно переходят на основной уровень, излучая полученную ранее энергию. Частота всех испускаемых квантов практически одинакова. Это излучение, как говорится, когерентно.

Мазер — большое техническое достижение наших дней. Но, как оказалось, природа в своей гигантской лаборатории также создает мазеры. Их излучение зарегистрировано около 10 лет назад, а принцип «работы» этих удивительных объектов (их известно около 100) усиленно изучается. А вот история этого открытия.

Еще в 1949 г. И. С. Шкловский высказал предположение о том, что двухатомные молекулы ОН, СН и др., присутствующие в межзвездном пространстве, могут излучать радиоволны. Известно, что молекулярные спектры значительно сложнее атомных. Молекула — это система, состоящая из нескольких ядер. Она может совершать колебательные движения около некоторых положений равновесия и может вращаться как целое относительно оси, проходящей через ее центр тяжести. Молекулы связываются в единое целое при помощи электронов. В случае, когда в двухатомной молекуле проекция момента, связанного с орбитальным движением электронов, на ось молекулы, отлична от нуля, вращательные уровни молекулы расщепляются на две компоненты. Это расщепление называется *лямбда-удвоением* («Λ-удвоение»).

Так как у протона — одного из ядер молекулы ОН — спин равен $1/2$, то каждый из уровней Λ-удвоения молекулы ОН расщепляется еще на два очень близких подуровня. Поэтому молекула гидроксила (ОН) может излучать (или поглощать), в частности, в радио-

диапазоне в линиях 17,24, 18,0, 18,01 и 18,57 см, что соответствует частотам 1720, 1667, 1665 и 1612 МГц. Отношение интенсивностей этих линий, согласно расчетам, должно быть равным 9:5:1:1.

В конце 1963 г. сотрудники Массачусетского технологического института (США) обнаружили в спектре радиоисточника Кассиопея А две линии ОН на длине волны 1667 и 1665 МГц, причем отношение интенсивности этих линий полностью совпадало с расчетным. Вскоре линии поглощения ОН были обнаружены и в спектре радиоисточника Стрелец А. Так было доказано, что в межзвездной среде существуют туманности, богатые молекулами ОН. Позже были открыты также интенсивные линии молекулы воды H_2O (13,5 см), формальдегида H_2CO (6,21 см), муравьиной кислоты H_2CO_2 (18,3 см), аммиака NH_3 (1,25 см), метилового спирта CH_3OH (1,2 см, 32,6 см), цианистого водорода HCN (0,3 см) и др. Всего в межзвездной среде открыто около 60 видов молекул или более 90 их разновидностей, если считать отдельно изотопзамещенные молекулы (типа H_2 и HD , ^{16}OH , ^{17}OH и ^{18}OH и т. д.). Шесть молекул были открыты методами оптической и ультрафиолетовой астрономии, семь — методами инфракрасной астрономии, в основном же они наблюдаются методами радиоспектроскопии. Известные до сих пор молекулы построены из шести химических элементов: Н, С, N, О, S и Si и их изотопов. Наибольшее число атомов содержит молекула цианотетраацетилена HC_9N , она же самая тяжелая (ее масса равна 123 а.е.м.) и наиболее длинная ($l \approx 12,6 \text{ \AA}$).

Параллельно с этим астрономы вели активное исследование ярких диффузных туманностей. В частности, каталог таких туманностей составил Вестерхоут (Голландия). Как и объекты, входящие в другие каталоги, эти туманности имеют в каталоге свой порядковый номер, перед которым стоит буква W.

В феврале 1965 г. ученые США с помощью 27-метрового радиотелескопа в спектре туманности W 49 ($\alpha \approx 19^{\text{h}}08^{\text{m}}$, $\delta \approx +9^\circ$) обнаружили интенсивную эмиссионную линию с частотой 1667 МГц. Напомним, что эта туманность в оптический телескоп не видна. Однако с помощью радиотелескопов было установлено, что она находится от нас на расстоянии около 50 000 световых лет, диаметр ее около 40 световых лет, масса — несколько тысяч масс Солнца.

Вскоре было обнаружено, что такие же линии наблюдаются в спектрах примерно 50 % ярких газовых туманностей, в том числе и в спектре туманности Ориона. Установлено, что источники, излучающие в линии 1667 МГц, располагаются в основном по краям туманностей.

Удивительным казалось следующее: каким образом столь интенсивные линии могут иметь весьма малые ширины (меньше 0,5 кГц). Ведь такую узкую линию молекулы могут излучать лишь при температуре около 3 К, а в то же время интенсивности линий соответствуют температурам, на много порядков высшим. Поэтому американские ученые предположили вначале, что эти линии излучает какое-то неизвестное вещество — «мистериум».

Дальнейшие исследования показали, что угловые размеры этих источников очень малы, что они тесно связаны с магнитным полем напряженностью порядка 10^2 эрстед (а это в 1000 раз больше напряженности поля в межзвездной среде). Было установлено, что профили линий «мистериума» сильно меняются на протяжении суток.

А. Г. Барретт (США) вместе со своими сотрудниками высказал предположение, что источники «мистериума» являются *космическими мазерами* — мощными генераторами космических радиоволн. Именно так можно получить очень яркую и в то же время очень узкую спектральную линию. Но как представить механизм «накачки» этих естественных мазеров, откуда берут они свою энергию?

И. С. Шкловский предположил, что источники «мистериума» являются сравнительно плотными конденсациями с размерами $\sim 10^{16}$ см, что всего в 20 раз превышает размеры Солнечной системы, массой $\sim 1 M_\odot$ и плотностью $\sim 10^{-18}$ г/см³. Температура в центре такой конденсации должна достигать 100—200 К. При сжатии облака до этих размеров напряженность магнитного поля увеличивается примерно в 100 раз.

Различные молекулы, существующие в центральных областях такой конденсации, интенсивно излучают в инфракрасной области. Процессом «накачки» мазера служит именно поглощение этих квантов молекулой ОН, главным образом во внешних слоях конденсации. Поглощенная энергия излучается частично в радиоволнах преимущественно в направлении силовых линий

магнитного поля. Источники «мистериума» возникают на краях ионизованных газовых туманностей в результате обтекания и сжатия горячим газом сгущений холодного газа. Другими словами, космические мазеры могут быть зарождающимися звездами.

Позже несколько источников ОН было отождествлено с инфракрасными объектами. Было обнаружено, что каждый источник ОН — это совокупность нескольких конденсаций, каждая из которых имеет размеры около 10^{14} см.

Возможности исследования этих источников существенно расширились благодаря развитию методов и техники сверхдальней радиоинтерферометрии. Именно таким путем, в частности, было обнаружено, что мазерный источник в объекте W 49 имеет угловые размеры порядка $1,5''$, а это соответствует линейному размеру около 22 000 а. е. Оказалось также, что этот относительно небольшой источник на самом деле состоит из 13 отдельных компонент, размеры которых не превышают 7,5 а. е. Интенсивность излучения одной из них соответствует температуре 10^{15} К, тогда как ширина линии меньше 1 кГц. А ведь доплеровская ширина линии молекулы ОН при температуре 100 К равна 2,9 кГц. Это значит, что излучение, соответствующее температуре порядка 100 К, усиливается в космическом мазере более чем в 10^{11} раз.

В каталоге объектов мазерного излучения (1979 г.) насчитывалось 350 источников. Более половины из них — звезды, главным образом красные гиганты и сверхгиганты класса М, в том числе долгопериодические переменные типа Миры Кита. По-видимому, в этом случае мазерное излучение возникает в окружающей звезду расширяющейся оболочке. Большинство мазерных источников находится на расстоянии от звезды около 20 ее радиусов. Предполагается, что накачка линии ОН обусловлена излучением в диапазоне 3 мкм, возникающем в пылевой составляющей оболочки. Принимается, однако, во внимание, что мазерное излучение зафиксировано примерно у 10 % инфракрасных источников. Исследования продолжаются, но уже со всей определенностью можно говорить, что по крайней мере часть мазерных источников свидетельствует о процессах звездообразования в протяженных газо-пылевых комплексах в различных уголках нашей Галактики.

9. В ПРОСТОРАХ ВСЕЛЕННОЙ

Многообразие мира галактик

Туманности или галактики? В конце прошлого века, кроме газовых, пылевых и планетарных туманностей астрономам были известны также туманности эллиптические и спиральные. Понять природу всего разнообразия этих туманностей в то время было очень трудно. Многим астрономам в спиральных туманностях хотелось видеть формирование планетных систем на близких к нам расстояниях и, во всяком случае, — в нашей Галактике.

Состояние этого вопроса в то время можно проиллюстрировать одной цитатой. В книге «Система звезд», изданной в Лондоне в 1890 г., английский астроном Агнесса Кларк писала: «Вопрос о том, являются ли туманности внешними галактиками, едва ли нуждается в дальнейшем обсуждении. На него дан ответ самим прогрессом исследований. Можно с уверенностью сказать, что ни один компетентный ученый, располагающий всеми имеющимися доказательствами, не станет придерживаться мнения, что хотя бы одна туманность является звездной системой, сравнимой по размерам с Млечным Путем. Практически установлено, что все объекты, наблюдаемые на небе (как звезды, так и туманности), принадлежат к одному огромному агрегату...».

Утверждение категоричное и, увы, ошибочное... Это еще один пример того, как осторожно следует высказываться в тех случаях, когда всестороннее исследование тех или других объектов еще не завершено.

Нет ничего удивительного в том, что астрономы прошлого века не могли сказать ничего определенного о том, где находятся спиральные туманности — внутри нашей Галактики или за ее пределами, ведь в то время они еще не умели определять расстояния до них.

Одну из таких спиральных туманностей в созвездии Андромеды можно видеть и невооруженным глазом как

объект 5-й звездной величины. Это галактика М 31 (иначе, Мессье 31 или «туманность Андромеды»). Из измерений, проведенных в 1907 г., как будто следовало, что расстояние до нее не превышает 19 световых лет. Спустя четыре года астрономы пришли к выводу, что оно значительно больше и составляет около 1600 световых лет. И в том, и в другом случае создавалось впечатление, что эта туманность и в самом деле находится в нашей Галактике.

Правда, еще в прошлом веке на основании спектральных исследований было установлено, что туманности этого типа состоят не из газа (который дает лишь эмиссионные линии), а из звезд. Некоторые астрономы называли эти туманности внегалактическими. Эта традиция шла еще от Гершеля. Однако ни расстояния, ни размеры туманностей не были известны. Поэтому даже на протяжении первых 20 лет большинство астрономов было склонно предполагать, что туманность Андромеды — сравнительно небольшой объект типа звездного скопления, входящего в нашу Галактику.

Очень интересная публичная дискуссия состоялась в апреле 1920 г. в Вашингтоне в Национальной академии наук США между двумя известными астрономами Х. Шепли (1885—1972) и Р. Г. Кертисом (1872—1942) именно о месте эллиптических и спиральных туманностей во Вселенной. К этому времени в некоторых внегалактических туманностях были зарегистрированы вспышки новых звезд. Кертис предположил, что в максимуме блеска эти звезды излучают столько же энергии, что и новые звезды нашей Галактики. Так он установил, что расстояние до туманности Андромеды равно 500 000 световых лет. Это и дало Кертису основание утверждать, что спиральные туманности — это далекие звездные вселенные, подобные Млечному Пути. Со своей стороны Шепли имел целый ряд оснований не соглашаться с этим. Как отмечали позже астрономы О. Струве и В. Зеберге (США), «...ни один из них не убедил другого; остальные астрономы тем более не были в состоянии сделать окончательный выбор между двумя точками зрения...».

И лишь в конце 1923 г. Э. Хаббл (1889—1953) (США) с помощью 2,5-метрового рефлектора открыл в туманности М 31 цефеиду. Вскоре там было обнаружено еще несколько переменных звезд. Хаббл оценил период колебаний блеска цефеиды, нашел ее абсолютную

звездную величину и таким образом установил, что расстояние до туманности Андромеды равно 900 000 световых лет. Отсюда следовало, что эта туманность находится далеко за пределами нашей Галактики, что она является большой звездной системой, похожей на Галактику. Так была открыта дверь в Большую Вселенную.

При определении расстояния до галактики М 31, как и до других галактик, Хаббл допустил некоторые недочеты, которые позже были исправлены, поэтому и масштабы Вселенной соответственно «увеличились». Сейчас расстояние до галактики М 31 принимается равным 2,2 млн. световых лет, что более чем в двадцать раз превышает размеры нашей Галактики.

Распределение галактик в пространстве. В 1543 г. Н. Коперник указал правильное место Земли в Солнечной системе, а 250 лет спустя В. Гершель построил первую модель Галактики. В XX в. пришла очередь исследовать строение огромного галактического мира. Эта работа была начата Э. Хабблом. К 1934 г. Хаббл подсчитал количество галактик до 20-й звездной величины на 1283 небольших участках, которые он равномерно распределил на небесной сфере, и нашел, что на один квадратный градус в среднем приходится 131 галактика со звездной величиной до 20^m.

Сфера содержит 41 253 квадратных градуса. Таким образом, общее число галактик со звездной величиной до 20^m на небесной сфере составляет 5,4 млн. Столько галактик можно пронаблюдать с помощью 2,5-метрового рефлектора.

Если сравнить число галактик (или звезд, если речь идет о строении галактики) величины m и $m + 1$, то можно установить, является ли данная система беспредельной или же она имеет конечные размеры. При заданной видимой величине галактики m ее абсолютная величина M и расстояние до нее r связаны соотношением (3.4), которое можно переписать в виде

$$r = 10^{1-0,2M} \cdot 10^{0,2m}. \quad (9.1)$$

Предположим, что все галактики, находящиеся в сфере радиуса r , имеют одинаковую абсолютную величину M и распределены в ней равномерно. Общее их число со звездной величиной до m включительно обозначим через $N(m)$. Очевидно, что $N(m)$ пропорционально кубу радиуса сферы $N(m) \sim r^3$. Воспользовав-

шись соотношением (9.1), находим, что

$$N(m) \sim r^3 \approx 10^{0,6m} \cdot 10^{3(1-0,2M)}. \quad (9.2)$$

Отсюда следует, что отношение общего количества галактик с величинами до $m+1$ к общему количеству галактик с видимой звездной величиной до m равно

$$\frac{N(m+1)}{N(m)} = \frac{10^{0,6(m+1)}}{10^{0,6m}} = 10^{0,6} = 3,98 \approx 4, \quad (9.3)$$

так как и коэффициент справа в уравнении (9.2), и концентрация галактик в единице объема в обоих случаях одинаковы.

Хаббл обнаружил, что соотношение (9.3) неплохо выполняется для всех избранных направлений. Из этого следовало, что в основном распределение галактик в пространстве является однородным.

Позже более детальный анализ показал, что галактики, как и звезды, образуют группы и скопления, в которые входят от десятков до десятков тысяч членов. Иногда концентрация галактик в скоплениях столь велика, что они практически касаются друг друга. Сейчас известно около 4000 таких скоплений. Одним из наибольших является скопление галактик в созвездии Волосы Вероники. Оно находится на расстоянии около 400 млн. световых лет от нас и занимает на небе участок диаметром почти 12° . В этом скоплении насчитывается около 40 тысяч галактик.

Очень часто на участке небесной сферы, равном по величине площади ковши Большой Медведицы, встречается свыше ста галактических скоплений с общим количеством около 100 тысяч членов. Наша Галактика имеет 13 спутников — карликовых звездных систем, в том числе Большое и Малое Магеллановы Облака. Вместе с ними, галактикой М 31 и еще около 15 галактиками-карликами она образует Местную группу, диаметр которой около 3 млн. световых лет.

Уже обнаружено около 10 сверхскоплений — огромных систем размерами 50—150 Мпк, состоящих из нескольких богатых скоплений, многих мелких групп и одиночных галактик. Примечательно, что все сверхскопления сильно сплюснуты или же сильно вытянуты и по форме напоминают цепочки. Примером первого является Локальное сверхскопление, центр которого находится в направлении на созвездие Девы. Наша Галактика, по-видимому, находится на его краю.

«Черные области» во Вселенной. В 1977 г. группа эстонских ученых под руководством Я. Э. Эйнасто (СССР) обнаружила, что в направлении созвездия Персея на расстоянии (по отношению к нашей Галактике) от 24 до 80 Мпк галактик нет. Вскоре такая же «черная область» была обнаружена в созвездии Волосы Вероники (от 100 до 124 Мпк), Геркулеса (110—170 Мпк), Рыб (130—200 Мпк). Аналогично в созвездии Волопаса в трех участках площадью по 1,4 кв. градуса на расстоянии от 240 до 360 Мпк найдена всего

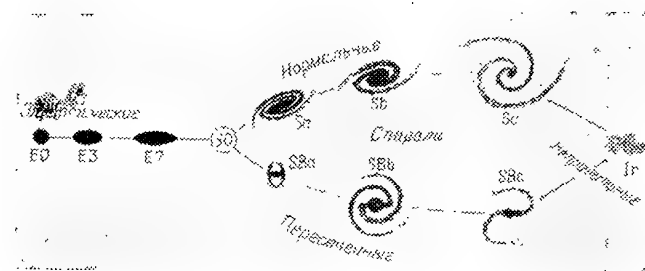


Рис. 147. Классификация галактик по Хаббл

одна галактика ярче $17,3^m$, тогда как при средней плотности их должно быть 25. Вне же указанных пределов наблюдается избыточная плотность галактик. Так сделан вывод, что галактики во Вселенной образуют пористую структуру. «Пустоты», как полагают, заполнены разреженным ионизованным газом.

Однако диаметр наибольшей из известных «черных областей» по крайней мере в 30 раз меньше расстояния, до которого можно изучать Вселенную с помощью имеющихся телескопов. Поэтому астрономы приходят к выводу, что описанная здесь неоднородность в распределении галактик имеет локальный характер и что в больших масштабах «в среднем» Вселенная однородна. Никакой «нерархической» структуры в ней, по-видимому, не существует.

Типы галактик. Мир галактик оказался удивительно огромным. Но еще большее удивление вызывает многообразие его форм.

Первую и довольно удачную попытку провести классификацию галактик по их внешнему виду предпринял уже Хаббл в 1925 г. (рис. 147). Он предложил относить

галактики к одному из следующих трех типов: 1) эллиптические (обозначаемые буквой E), 2) спиральные (S) и 3) неправильные (Ir). Система Хаббла в дальнейшем подвергалась уточнениям и улучшениям. Сам Хаббл вкладывал в свою классификацию эволюционный смысл. Сейчас этот взгляд считается ошибочным.

К эллиптическим галактикам Хаббл отнес те из них, которые имеют вид правильных кругов или эллипсов,

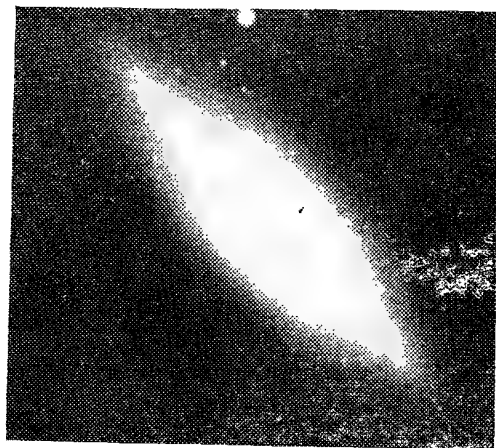


Рис. 148. Галактика NGC 3115 типа E7

и яркость которых плавно уменьшается от центра к периферии. Никакой внутренней структуры в этих галактиках не заметно (рис. 148). Данная группа подразделяется на восемь подтипов от E0 до E7, в зависимости от величины видимого сжатия галактики

$$\alpha = 10 \frac{a-b}{a},$$

причем a и b — ее большая и малая полуоси.

Линзовые галактики S0 похожи на эллиптические. Как и галактики типа E, они не имеют определенной внутренней структуры. Это сильно сплюснутые системы, в которых четко выделяется центральное звездобразное ядро и плоский диск без следов спиральных ветвей.

Совершенно иначе выглядят спиральные галактики,

В зависимости от степени развития спиралей, они подразделяются на подклассы Sa, Sb и Sc. У галактик типа Sa основной составной частью является ядро, тогда как спирали выражены еще слабо. У галактик типа Sb спирали развиты уже в большей степени, а у типа Sc почти все вещество сосредоточено в спиральных рукавах, тогда как ядро очень маленькое.

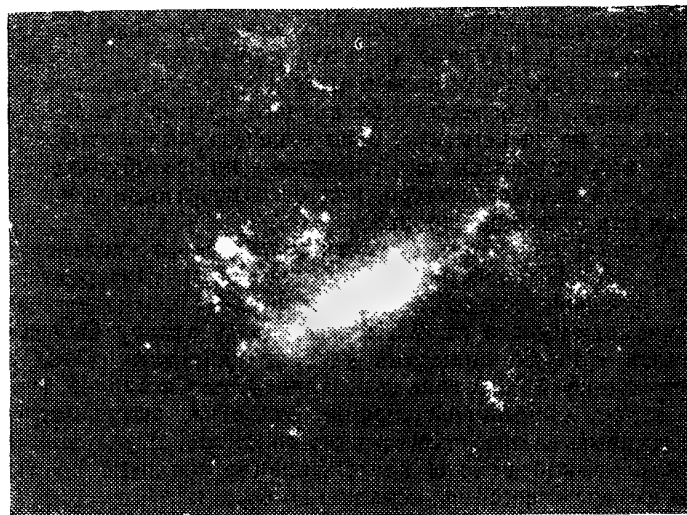


Рис. 149. Большое Магелланово Облако

Из приведенной на рис. 147 диаграммы видно, что параллельно нормальным спиральным галактикам существуют еще и пересеченные спиральные системы (SB). У галактик этого типа очень яркое центральное ядро пересекается по диаметру поперечной полосой. Из концов этой перемычки и начинаются спиральные ветви, причем в зависимости от степени развития спиралей эти галактики делятся на подтипы SBa, SBb и SBc.

К неправильным галактикам (Ir) были отнесены объекты, у которых, по замечанию Хаббла, отсутствует четко выраженное ядро и не обнаружена вращательная симметрия. Их типичными представителями являются Магеллановы Облака (рис. 149).

Подать в процентном отношении распределение галактик по различным типам нелегко. Ведь очень часто,

например, отдельные линзообразные галактики интерпретируются как эллиптические или спиральные системы. Далее, чем больше расстояние до скопления галактик, тем труднее пронаблюдать в нем спиральную галактику по сравнению с более компактной эллиптической. Известно, однако, что среди нескольких тысяч ярчайших галактик имеется 17 % эллиптических, 80 % спиральных и всего около 3 % неправильных.

К сожалению, из сказанного вовсе не следует, что астрономам уже удалось как-то упорядочить свои наблюдения этого огромного и многообразного галактического мира. В большинстве случаев форма галактики изучается не по негативу, а по отпечатку на фотобумаге, и, как оказалось, вид галактики на фотобумаге существенно зависит от того, как он отпечатан, и в каких лучах она сфотографирована.

Группой сотрудников Астрономического института им. П. К. Штернберга при Московском университете под руководством Б. А. Воронцова-Вельяминова по упоминавшемуся в гл. 2 Паломарскому атласу был составлен «Морфологический каталог галактик» (MCG), содержащий 30 000 галактик ярче 17^m . Составлен также атлас *взаимодействующих галактик*, включающий 852 системы взаимодействующих галактик. В результате этой огромной работы классификация галактик по типам выглядит сегодня несравненно богаче.

На рис. 150 показаны типичные примеры взаимодействующих галактик. Таких удивительных объектов в каталоге MCG насчитывается 1765. Оценки показывают, что их количество составляет не менее 5 % от общего числа галактик.

В каталоге MCG отдельно выделены дисковидные, кольцевые и асимметричные галактики. Но наиболее удивительными объектами оказались так называемые γ -формы, у которых, по замечанию Б. А. Воронцова-Вельяминова, «на одном краю ядра видно подобие фонтана из двух струй, заворачивающихся в противоположные стороны вопреки общему убеждению, что ветви галактик только закручиваются. Иногда таких γ -форм две: одна над другой или на противоположной стороне ядра...».

Заметим также, что в 1964 г. Ф. Цвикки (США) обнаружил компактные галактики, напоминающие по своим размерам (меньше 3000 световых лет) ядра спиральных галактик. Год спустя Г. Арп (США) открыл

еще меньшие галактики с размерами всего 200 световых лет. По своему внешнему виду эти объекты практически не отличаются от звезд, входящих в нашу Галактику.

Для описания форм центральных областей различных галактик Б. А. Воронцов-Вельяминов предложил

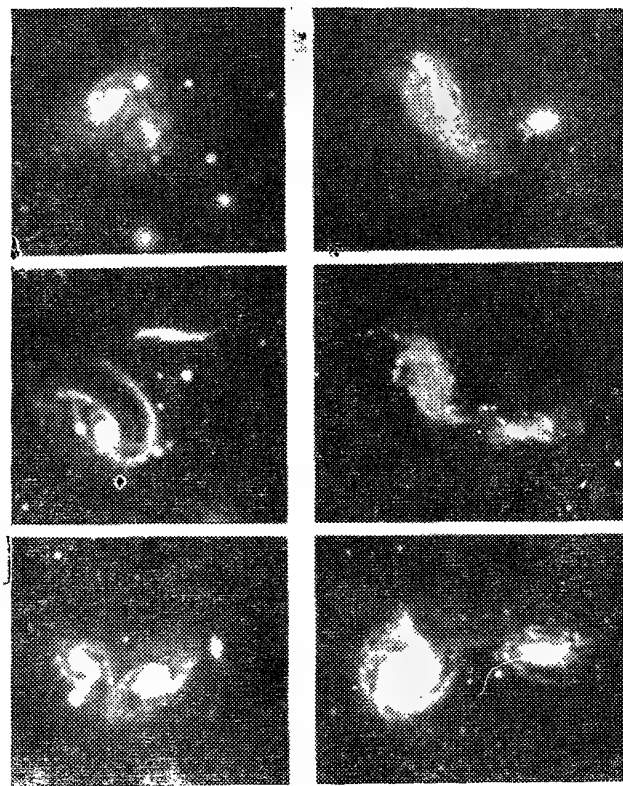


Рис. 150. Взаимодействующие галактики из каталога Арпа

новые обозначения (или же уточнил использовавшиеся раньше названия). Так, крупное, почти шарообразное сгущение, сходное по виду с эллиптической галактикой, получило название *балдж* (B). Именно так выглядят ядра галактик типа S0. *Линза* (L) — сильно сплюснутое сгущение, типичное для областей ядер галактик Sa

и *Sb*. Диск (*D*) отличается от линзы тем, что имеет почти равномерную яркость по всей своей поверхности. Ядро (*N*) — это почти шарообразное сгущение, однако меньшее по размеру и по светимости, чем балдж. И, наконец, *кern* (*n*) — почти звездообразное ядрышко. Заметим, что здесь речь идет не о классификации, а о морфологическом описании. Установлено, что линза может содержать в себе ядро, в котором в свою очередь находится *кern*. Это свидетельствует о том, что пространственная структура галактик является очень сложной. И увы, вид области ядра галактики на фотографии сильно зависит от экспозиции и масштаба снимка.

Масштабы галактического мира

Расстояния до галактик. Сейчас разработано более десяти различных методов определения расстояний до галактик. Наиболее надежными из них являются следующие:

а) Метод цефеид. Фотографические абсолютные звездные величины $M_{\text{гг}}$ цефеид с периодом свыше 40 дней достигают -6^m . Это позволило уже обнаружить их в ближайших к нам 30 галактиках. Метод основан на зависимости (7.24) между абсолютной звездной величиной и периодом изменения блеска цефеиды.

б) Метод новых и сверхновых звезд. Уже Хаббл нашел, что в галактике *M* 31 ежегодно вспыскивает около 30 новых. Со временем было установлено, что светимость новой в максимуме тем больше, чем быстрее спадает ее блеск после максимума. Если t_3 — время, за которое блеск звезды уменьшается на 3^m , то при $t_3 < 12$ суток абсолютная величина новой в максимуме блеска равна -9^m , при $t_3 > 100$ дней абсолютная величина новой в максимуме блеска составляет всего $-6,5^m$. Зная видимую величину звезды в максимуме блеска и определяя из наблюдений время уменьшения блеска звезды на 3^m , можно оценить модуль расстояния $m - M$, а по формуле (3.4), которая применима не только для звезд, расстояние до галактики.

Абсолютные величины сверхновых I типа в максимуме блеска в среднем равны $-18,7^m$, сверхновых II типа $-16,3^m$. Это позволяет наблюдать их на огром-

ных расстояниях. Но в связи с тем, что в последние годы астрономы пришли к выводу о существовании не двух, а по крайней мере пяти различных типов сверхновых, они используются лишь для грубой оценки расстояний.

в) Метод ярчайших звезд. Ярчайшая звезда Галактики имеет абсолютную величину $M = -9,75^m$. Наблюдения приводят к выводу, что в Большом и Малом Магеллановых Облаках, в галактиках *M* 31 и *M* 33 эта величина почти такая же. Это и позволило определить расстояние до нескольких десятков галактик, хотя вначале метод предназначался только для определения расстояний до шаровых скоплений в нашей Галактике.

г) Метод областей H II. Во многих близких галактиках удается наблюдать протяженные области ионизованного водорода H II. Так, например, в галактике *M* 33 найдено 369 таких областей. Расстояние определяется по протяженности наибольшей и по среднему из пяти крупнейших областей H II. Полученные таким образом расстояния хорошо согласуются с результатами, которые дают другие методы.

Наиболее известным и эффективным методом определения расстояний до далеких галактик является метод красного смещения. О нем, однако, нужно говорить отдельно.

Вращение галактик. То, что спиральные галактики вращаются вокруг оси, было обнаружено В. М. Слайфером (1875—1969) и Р. Г. Кертисом (США) еще в 1917—1918 гг. В галактике, наблюдаемой с ребра, в результате вращения одна часть диска приближается к наблюдателю, вторая удаляется от него. И если щель спектрографа установить вдоль большой оси галактики, то линии в спектре, оставаясь прямыми, наклоняются. Отсюда следует вывод, что лучевые скорости, вызываемые вращением, пропорциональны расстоянию до центра диска и что, таким образом, ядро галактики вращается как твердое тело.

Сказанное относится именно к ядру галактик. На некотором расстоянии от центра линейная и угловая скорости уменьшаются, так что далее вращение (его характер устанавливается по наблюдениям H II-областей) происходит в соответствии с третьим законом Кеплера.

Периоды вращения ядер галактик заключены в пределах от 50 до 500 млн. лет. Наиболее быстро вращаются

галактики типа S0 и Sa, медленнее других — галактики Sc и неправильные. Этот факт вызывает немалое удивление. Ведь можно было ожидать, что чем больше сплюснутость системы, тем больше скорость ее вращения, тогда как на самом деле наблюдается обратная картина.

На протяжении многих лет астрономы не могут прийти к определенному выводу о том, в каком направлении вращаются спиральные галактики: закручиваются они (т. е. отстают ли спирали по сравнению с вращением ядра) или же раскручиваются (в данном случае спирали «лидировали бы», т. е. вращение происходило бы концами спиральных ветвей вперед). Этот вопрос несколько потерял свою остроту после того как были открыты галактики с противоположными спиралями (γ -формы), в принципе же они закручиваются.

Светимости галактик. При выводе соотношения (9.3) предполагалось, что все галактики имеют одинаковую абсолютную звездную величину. В действительности, конечно, это не так. И все же закон (9.3), полученный с помощью этого предположения, неплохо подтверждается наблюдениями.

Сейчас установлено, что абсолютная звездная величина наиболее ярких галактик достигает значения -24^m . По своей светимости галактики принято подразделять на сверхгигантские ($M < -19^m$), гигантские (их абсолютная звездная величина находится в пределах от -17^m до -19^m), галактики средней светимости (от -15^m до -17^m) и карликовые галактики (абсолютные величины больше -15^m). Наиболее слабая из известных карликовых галактик имеет звездную величину всего $-6,5^m$. Светимость нашей Галактики оценивается числом $M = -18,8^m$, абсолютная величина галактики M31 равна $-20,3^m$. Большого Магелланового Облака $-18,1^m$. Малого Магелланового Облака $-16,0^m$.

Массы галактик. Наш разговор о физических характеристиках галактик не случайно начался с вопроса об их вращении. Ведь именно изучение вращения галактик и дало ключ к определению масс многих галактик.

В самом деле, на пробную частицу с массой m , движущуюся на расстоянии R от центра галактики, действует центробежная сила $f_{\text{ц}}$, вызываемая вращательным движением со скоростью v , причем

$$f_{\text{ц}} = \frac{mv^2}{R}.$$

Эта сила уравнивается силой притяжения к центру галактики. В идеальном случае, если бы вся масса галактики была сконцентрирована в ее центре, то, в соответствии с законом всемирного тяготения, сила притяжения была бы равной

$$f_{\text{п}} = \frac{GMm}{R^2},$$

откуда и следовало бы, что масса галактики M равна

$$M = \frac{Rv^2}{G}. \quad (9.4)$$

На самом же деле эта масса распределена в некотором объеме. Поэтому чтобы получить выражение для силы $f_{\text{п}}$, действующей на пробную частицу, сначала строят модель галактики. В частности, ее можно представить в виде плоского диска или неоднородного сфероида. После этого сила $f_{\text{п}}$ определяется методами теории потенциала.

Вращение эллиптических и карликовых галактик является слишком медленным, чтобы его можно было заметить и использовать для определения их масс. Но в этих звездных системах есть другое физическое явление, связанное с величиной их массы. Подобно тому как скорости движения атомов и молекул в газе определяются его температурой, хаотические скорости звезд в больших невращающихся звездных системах зависят от величины гравитационного потенциала, т. е. от массы системы. Эти хаотические скорости звезд определяются по величине расширения линий в спектрах галактик. Из наблюдений получают некоторое среднее значение пространственной скорости относительно центра системы.

В звездной динамике существует теорема о вириале: сумма удвоенной кинетической и потенциальной энергии системы равна нулю. Первую (кинетическую) энергию можно представить в виде

$$W_{\text{к}} = \frac{M\bar{v}^2}{2},$$

где M — масса галактики. Потенциальная энергия, как и в случае звездной конфигурации, приближенно равна

$$\Omega \approx -\frac{GM^2}{R}.$$

Радиус галактики R определяется по ее наблюдаемому угловому размеру и расстоянию до нее. Таким образом, масса галактики

$$M = \frac{R\bar{\sigma}^2}{G}. \quad (9.5)$$

В более точной формуле учитывается степень концентрации массы к центру галактики, причем формула видоизменяется так, чтобы вместо распределения плотности в модели галактики можно было использовать наблюдаемое распределение поверхностной яркости по диску галактики.

Но, как это было установлено Я. Эйнасто (СССР), дисперсия скоростей галактик-спутников по отношению к «главным» галактикам не уменьшается с расстоянием так, как это следовало бы, если бы вся масса галактики была сосредоточена в ее видимых пределах. Практически для всех изученных скоплений кинетическая энергия галактик более чем в три раза превышает потенциальную. Если бы это соответствовало действительности, то скопления распались бы за 1 млрд. лет. То, что они существуют, является доказательством наличия *скрытой массы*. Другими словами, полные массы галактик оказались в десятки раз больше, чем считалось ранее. Эта ситуация получила название *вириального парадокса*. Напрашивался вывод о том, что на самом деле в скоплениях галактик большая часть массы находится в форме «невидимого» вещества. Возможно, галактики окружены обширными оболочками — коронами из слабых карликовых звезд. Не исключено, что определенную роль здесь играет межгалактический газ. Ведь около 60 скоплений, содержащих сотни тысяч галактик, оказались мощными источниками теплового рентгеновского излучения. Оно-то и свидетельствует об относительно большой плотности и высокой (в сотни миллионов кельвинов) температуре газа, в который как бы «погружены» галактики скоплений.

Наблюдения показали, что при переходе от эллиптических галактик к неправильным и карликовым их массы уменьшаются от 10^{14} до 10^6 масс Солнца, уменьшается и отношение массы галактики к ее светимости примерно от $M/L \approx 10$ для эллиптических до $M/L \approx 1$ для неправильных галактик.

Население галактик. Как мы только что видели, при переходе от галактик типа E к галактикам типа Ig от-

ношение M/L уменьшается. Другими словами, количество энергии, излучаемой в расчете на единицу массы, у спиральных и неправильных галактик значительно больше, чем для эллиптических. Уже одно это приводит к выводу, что звездный состав этих галактик неодинаков.

В эллиптических галактиках нет горячих гигантов и сверхгигантов. Эти галактики состоят в основном из звезд желтых и красных карликов класса K и M. Наоборот, в спиральных и неправильных галактиках горячих гигантов и сверхгигантов класса O и B очень много. Например, в Магеллановых Облаках встречаются шаровые скопления белых гигантов, которых вообще нет в нашей Галактике.

Астрономы с удовлетворением констатировали факт, что при всем многообразии галактик в них встречаются такие же объекты, как и в нашей Галактике. Те же типы стационарных и переменных звезд, звездных скоплений и ассоциаций, планетарные туманности и зоны ионизации водорода H II. Диаграммы цвет — величина карликовых эллиптических галактик весьма напоминают аналогичные диаграммы шаровых скоплений нашей Галактики. Количество диффузного вещества в других галактиках в среднем не превышает 10 % по массе (в нашей Галактике его около 2—3 %). Конечно, некоторые различия в химическом составе галактик существуют. Так, по имеющимся данным, в Магеллановых Облаках тяжелых элементов примерно в 5 раз меньше, чем в нашей Галактике. Как предположил И. С. Шкловский, именно поэтому в неправильных галактиках не наблюдаются вспышки сверхновых II типа. С другой же стороны, в Магеллановых Облаках уже открыты нейтронные звезды (одна — в Малом и четыре — в Большом Магеллановом Облаке). Все это неоспоримо свидетельствует о материальном единстве Вселенной.

«Разбегание» галактик

Красное смещение в спектрах галактик. Большие и важные открытия часто делаются совершенно неожиданно. По существу, это случилось и с открытием красного смещения в спектрах галактик.

В 1912 г. В. Слайфер (США) начал измерять лучевые скорости спиральных туманностей, руководствуясь

следующими соображениями. Если эти туманности находятся за пределами Галактики, то они не принимают участия в ее вращении, а поэтому их лучевые скорости будут свидетельствовать о движении Солнца в Галактике. На протяжении нескольких лет были получены

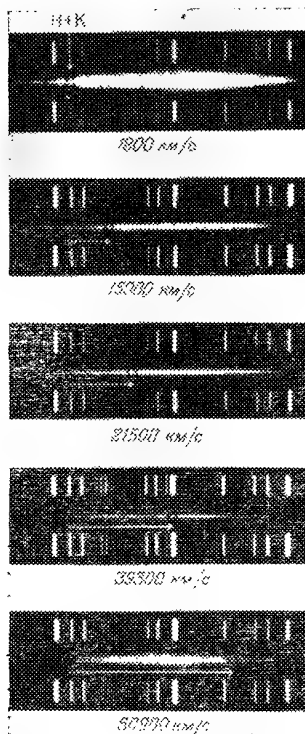


Рис. 151. «Красное смещение» в спектрах галактик (стрелкой указано положение линий H и K кальция)

В конце 1923 г. Хаббл оценил расстояние до галактики M 31, а вскоре и до ряда других. После этого он сделал попытку найти зависимость между скоростью удаления галактики и расстоянием до нее. В 1929 г. на основании данных о 36 галактиках Хаббл удалось установить, что скорости галактик (или же соответствующие им красные смещения в спектрах) возрастают

спектры 41 объекта. Оказалось, что в 36 случаях линии в спектрах туманностей смещены в красную сторону.

Представлялось наиболее естественным объяснить этот сдвиг эффектом Доплера — движением туманностей от наблюдателя. В самом деле, в данном случае отношение прироста длины волны $\Delta\lambda$ к самой длине волны λ связано со скоростью движения туманности соотношением (3.18), которое удобно переписать в виде

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{v}{c} = z, \quad (9.6)$$

где z — величина красного смещения.

Из наблюдений следовало, что для всех слабых спиральных туманностей $\Delta\lambda > 0$. Отсюда вытекало, что эти туманности удаляются от наблюдателя и что их скорости, измеряемые тысячами и десятками тысяч километров за секунду, значительно превышают скорость движения Солнца вокруг центра Галактики, равную всего 250 км/с (рис. 151).

прямо пропорционально расстоянию до них

$$v = cz = Hr. \quad (9.7)$$

Это выражение получило название закона Хаббла, а постоянная H — *постоянной Хаббла*. Ее численное значение Хаббл в 1929 г. определил в 500 км/(с·Мпк). О том, как это численное значение постоянной Хаббла несколько раз пересматривалось и уточнялось, можно прочесть в книгах: Бронштейн В. А. Гипотезы о звездах и Вселенной. — М.: Наука, 1974 и Ефремов Ю. Н. В глубины Вселенной. — М.: Наука, 1984. И в той и другой книге читатель найдет интересный рассказ о трудностях, стоявших перед астрономами в стремлении определить масштабы Вселенной в пространстве и во времени. Здесь мы ограничимся замечанием, что в настоящее время постоянная Хаббла большинством астрономов принимается равной $H = 50$ км/(с·Мпк).

После пионерских работ Хаббла было найдено, что закон (9.7) выполняется не только для ярких, сравнительно близких галактик, но и для наиболее слабых. Следовательно, закон Хаббла является одним из фундаментальных законов природы. Он говорит о том, что наблюдаемая нами Вселенная расширяется.

Однако из того факта, что галактики разбегаются от нас во всех направлениях, вовсе не следует, будто наша Галактика занимает какое-то центральное положение во Вселенной. Убедиться можно на весьма простом примере. Возьмем резиновую нить и завяжем на ней узлы. Растянем нить вдвое. В результате этого и расстояния между каждым двумя соседними узлами также увеличатся вдвое. При этом каждый из узлов является равноправным и по отношению к нему скорость движения остальных при растягивании нити была тем больше, чем дальше они находились друг от друга. Аналогичным образом ведет себя и мир галактик. Разница заключается лишь в том, что он трехмерный, тогда как нить имеет лишь одно измерение — длину.

Величина, обратная постоянной Хаббла H , имеет размерность времени. Из (9.7) следовало бы, что $\frac{1}{H} = t_H = \frac{r}{v}$ является временем, за которое данная галактика проходит расстояние, отделяющее ее от наблюдателя.

Таким образом, из (9.7) следует вывод, что t_H лет назад вещество, из которого состоят галактики, было сконденсировано «в одной точке». Наблюдаемые скорости разлета галактик достигают сотни тысяч км/с. Создается впечатление, что t_H лет назад произошел огромный взрыв, который и явился началом развития Вселенной в ее современном виде.

Такая точка зрения 40—50 лет назад казалась неприемлемой многим ученым. Драматичность ситуации усугублялась еще и тем, что, по Хабблу, величина H была равной 500 км/(с·Мпк); отсюда следовало, что

время $t_H = \frac{1}{H}$ составляет всего около двух миллиардов лет. Но в 30-е годы уже было установлено, что возраст Земли как планеты вдвое больше.

Вот почему на протяжении нескольких десятилетий некоторые астрономы и физики стремились найти какое-то другое объяснение красному смещению. В частности, они усматривали в этом проявление каких-то еще неизвестных сегодня физических закономерностей. Предполагалось, например, что эффект красного смещения мог бы иметь место, если бы во Вселенной существовало вековое изменение абсолютной длительности единицы времени. Речь идет, конечно, не об изменении продолжительности привычной для нас секунды, связанной со скоростью вращения Земли вокруг своей оси. Имеется в виду изменение ритма всех процессов во Вселенной — скоростей термоядерных реакций в звездах, радиоактивного распада и т. д.

Красное смещение в спектрах галактик могло бы иметь место и при изменении со временем величины скорости света, а также при уменьшении энергии кванта в процессе его путешествия в межгалактическом пространстве.

Но если энергия кванта в процессе этого движения не передается ничему, то ее уменьшение (увеличение длины волны) может иметь место лишь при нарушении закона сохранения энергии. Если же квант теряет часть своей энергии, передавая ее другим фотонам или частицам среды, то при этом направление его движения изменялось бы, а изображения далеких галактик были бы расплывчатыми и нечеткими и тем более размытыми, чем дальше эта галактика находится. На самом же деле изображения как близких, так и далеких

галактик достаточно четкие. Поэтому гипотеза «старения квантов» отброшена.

Упомянутые две другие возможности (изменение ритма времени или скорости света) вообще не могут быть проанализированы всерьез в рамках сегодняшней теоретической физики. Что такое время, почему скорость света в вакууме является постоянной и максимальной из возможных, существует ли какая-то связь между гравитацией и электромагнитными свойствами вещества — все эти вопросы, очевидно, будут решены лишь в будущем.

Сегодня «разбегание» галактик принимается как реальный факт. Как мы увидим в следующей главе, на этой основе можно построить общую картину развития наблюдаемой Вселенной.

Красное смещение как индикатор расстояний. Огромное большинство галактик настолько слабо, что никаких отдельных объектов в них (цефеид, новых) различить нельзя. Но наблюдения показывают, что увеличение красного смещения галактик сопровождается уменьшением их яркости (ростом их видимой звездной величины). Это является доказательством того, что соотношение (9.7) и в самом деле отражает расширение наблюдаемой нами Вселенной. Таким образом, оно может быть использовано для определения расстояний до далеких галактик, так что при $H = 50$ км/с·Мпк и $\Delta\lambda \leq 0,3\lambda$ имеем

$$r = \frac{c}{H} \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 1,96 \text{ з млрд. св. лет.} \quad (9.8)$$

При этом следует иметь в виду, что формула (9.6) справедлива лишь до тех пор, пока $v \ll c$. При больших скоростях v следует пользоваться релятивистской формулой Доплера

$$z = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{2 \frac{v}{c}}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2} + 1 - \frac{v}{c}}. \quad (9.9)$$

Значительно чаще приходится по известной из наблюдений величине z определять скорость галактики v . Поэтому последнее соотношение можно разрешить относительно v/c , так что

$$\frac{v}{c} = \frac{(z+1)^2 - 1}{(z+1)^2 + 1}. \quad (9.10)$$

Из равенства (9.9) следует (рис. 152), что если скорость источника v приближается к скорости света c ($v \rightarrow c$), то красное смещение z в его спектре возрастает до бесконечности ($z \rightarrow \infty$).

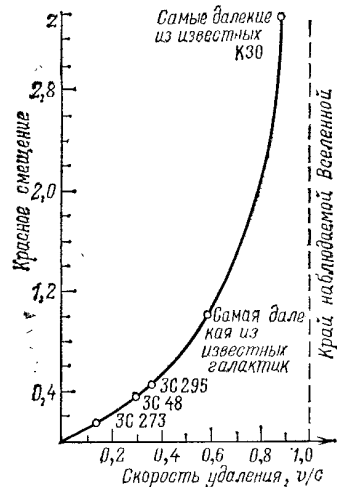


Рис. 152. Связь между красными смещениями z и скоростями удаления внегалактических объектов. Для наиболее далеких из известных квазизвездных объектов (КЗО) эти скорости достигают 270 000 км/с

Но здесь необходимо подчеркнуть следующее. Использование понятия скорости движения галактики в пространстве v и соответственно формул (9.6), (9.9) и (9.10) весьма удобно для описания мира галактик. На самом же деле, как это мы увидим в гл. 10, речь идет не о движении галактик в пространстве, а о расширении самого пространства.

Расстояния до галактик измеряются миллиардами световых лет. Это означает, что мы видим их не такими, какими они являются сейчас, а какими они были миллиарды лет назад. Углубляясь все дальше в пространство Вселенной, астрономы тем самым встречаются со все более молодыми объектами. Мы как бы видим прошлое вещества, составляющего и нашу Галактику.

Активные галактики и квазары

Внегалактические источники радиоизлучения. В 1946 г. Дж. Хей, С. Парсонс и Дж. Филлипс (Англия) получили первые уверенные доказательства того, что в созвездии Лебедя существует мощный дискретный (т. е. точечный или почти точечный) источник радиоизлучения, получивший название Лебедь А (дискретные источники радиоизлучения было принято называть именем созвездия, в котором они находятся, с добавлением буквы латинского алфавита А, В, С и т. д. по мере уменьшения их интенсивности). На протяжении дальнейших

двух лет было открыто еще шесть аналогичных объектов. Это побудило радиоастрономов провести систематический обзор неба для составления каталога радиоисточников. Вскоре, в 1950 г., был опубликован Первый Кембриджский каталог (его обозначение 1С), в котором приводились координаты 50 радиоисточников с точностью до 1° по склонению δ и до нескольких минут дуги по прямому восхождению α .

Через пять лет появился Второй Кембриджский каталог (2С), в котором насчитывалось уже 1936 радиоисточников. Но, как оказалось, многие из них были ложными, так как появление сигнала было связано с тем, что уже зарегистрированный источник попал в боковой лепесток диаграммы направленности антенны. Лишь 500 из упомянутых источников оказались реальными. Поэтому к 1959 г. был проведен новый обзор неба и составлен каталог 3С, включающий 471 радиоисточник со склонениями от $\delta = -22^\circ$ до $+71^\circ$. Позже были опубликованы каталоги 4С и 5С, однако при обсуждении природы источников радиоизлучения до сих пор очень часто пользуются нумерацией каталога 3С.

Всего за почти 40 лет было обнаружено более 10 000 компактных, иногда практически точечных радиоисточников. Часть из них принадлежит нашей Галактике, в ряде случаев это остатки вспышек сверхновых. Так, радиоисточник Телец А уже в 1949 г. был отождествлен с Крабовидной туманностью.

Многие компактные источники радиоизлучения были отождествлены с другими галактиками. При этом было установлено, что излучение многих галактик является тепловым, а интенсивность этого излучения существенно зависит от типа галактики. Наиболее слабыми источниками радиоизлучения оказались спиральные и неправильные галактики: их мощность в дециметровом диапазоне составляет 10^{39} эрг/с, тогда как светимость эллиптических галактик в этом диапазоне в сто раз больше. Еще в сто раз больше мощность эллиптических галактик, окруженных протяженной оболочкой. Эти галактики были выделены в особый D-тип.

Источник радиоизлучения Лебедь А, как и целый ряд других, оказался не тепловым. Интенсивность его излучения, зарегистрированная в нескольких диапазонах длин волн, описывалась формулой вида (3.31), но никак не формулой Рэлея—Джинса (3.7). Из этого факта следовал далеко идущий вывод: в бескрайнем

океане Вселенной среди «спокойных» эллиптических, спиральных и неправильных галактик существуют также объекты, «работающие» как мощные ускорители частиц. Что представляют они собой?

Активные галактики. Рассказ об активных галактиках уместно начать с истории отождествления радиоисточника Лебедь А. При фотографировании площадки неба в Лебедь с помощью 5-метрового телескопа на месте радиоисточника была замечена слабая, как бы вдвоенная галактика 18-й видимой величины. Сравнение светимости галактики в оптической части спектра и в радиодиапазоне показало, что вторая в полтора раза больше первой, причем мощность радиоизлучения источника Лебедь А оказалась в миллион раз больше, чем у обычной галактики. Напрашивался вывод, что в этом объекте действует какой-то нетепловой механизм излучения.

Но наиболее удивительным казалось то, что радиоизлучение идет не от самой галактики. Области, где генерируются радиоволны, находятся на расстоянии свыше 10 000 световых лет по обе стороны от самой галактики. В. Бааде (США), исследовавший в 1951 г. эту галактику, предположил, что это мощное радиоизлучение является следствием столкновения двух галактик. Бааде держал пари на бутылку виски с другим известным астрофизиком Р. Минковским, который утверждал, что такое столкновение практически невозможно (вероятность такого события практически равна нулю). Было решено исследовать спектр галактики. И вот — в спектре обнаружены сильные эмиссионные линии, которые как раз могут возникать при столкновении больших газовых облаков. Создавалось впечатление, будто и в самом деле одна галактика прошла сквозь другую. Выигрыш был присужден Бааде.

Вскоре, однако, астрономы начали сомневаться в правильности такого объяснения. Ведь в других аналогичных объектах никаких следов, указывающих на столкновение, вообще не заметно. Например, источник Центавр А представляет собой «нормальную» эллиптическую галактику класса Е0 с тем только отличием, что посредине ее простирается темная полоса поглощающего вещества (рис. 153). И в этой галактике имеется четыре области радиоизлучения: две, как и в источнике Лебедь А, на значительном расстоянии от нее, две другие — вблизи ее ядра. Все четыре области лежат прак-

тически на одной прямой, пересекающей центр галактики перпендикулярно к темной полосе. В радиоисточнике Дева А — эллиптической галактике М 87 почти сферической формы — наблюдается светящийся выброс, состоящий из шести сгустков и направленный точно по



Рис. 153. Галактика NGC 5128 — мощный источник радиоизлучения Центавр А

радиусу от центра галактики. В противоположном направлении тянется менее заметный контрвыброс. В данном случае область радиоизлучения совпадает с самой видимой галактикой. Полная энергия взрыва оценивается в 10^{55} эрг. Светимость галактики М87 в радиодиапазоне равна 10^{40} эрг/с, в рентгеновском — 10^{42} эрг/с. Эта энергия излучается, по-видимому, релятивистскими электронами, ускоренными в ядре галактики.

Если же взрывом объяснять и высвечивание радиогалактики Лебедь А, то речь идет об энергии около 10^{62} эрг — столько выделяется при «сжигании» массы

водорода, равной $10^{10} M_{\odot}$. Но, как мы знаем, превращение водорода в гелий — процесс очень медленный.

Тот факт, что некоторые галактики проявляют своеобразную активность, был открыт еще в 1943 г. К. Сейфертом (1911—1960) (США), который опубликовал тогда список из 12 спиральных галактик, характеризующихся следующими признаками: 1) они имеют яркое звездообразное ядро, 2) в спектре ядра наблюдаются многочисленные эмиссионные линии, соответствующие высоким степеням возбуждения излучающих атомов (тогда как для «обыкновенных» галактик характерны спектры поглощения), и 3) линии в спектрах этих объектов очень широки, что свидетельствует о бурных беспорядочных движениях газовых масс со скоростями от 500 до 4000 км/с.

Сегодня известно около сотни таких объектов, получивших название *галактик Сейферта* (рис. 154). Диаметры ядер этих галактик составляют иногда всего около 10 пк, а размеры сильно излучающих областей



Рис. 154. Сейфертовская галактика NGC 1275

еще в два-три раза меньше. Для галактик Сейферта характерно также повышенное излучение в инфракрасной области спектра, а некоторые из них являются также мощными источниками радиоизлучения (например, радиисточник Персей А).

Блеск многих сейфертовских галактик на протяжении нескольких лет изменяется на величину около 2^m ,

а с амплитудой в две — пять десятых звездной величины — за несколько дней и даже часов. Около трех десятков сейфертовских галактик занесены в списки источников рентгеновского излучения.

Анализ показывает, что в год из ядер сейфертовских галактик выбрасывается от нескольких сотен до тысячи солнечных масс. Вряд ли такой большой расход массы может продолжаться долгое время. Следовательно, мы наблюдаем вспышку активности ядра галактики, возможно, связанную с определенным этапом эволюции составляющего ее вещества.

В 1963 г. Б. Е. Маркарян (СССР) установил, что у некоторых галактик типа E, S0, Sa и Sb наблюдается повышенная интенсивность излучения в ультрафиолете. К настоящему времени известно более 1000 таких объектов — *галактик Маркаряна*. Примерно половина из них — это, по-видимому, галактики с относительно высокой концентрацией звезд горячих гигантов. Природа остальных пока не совсем ясна. Можно лишь догадываться, что их ультрафиолетовые избытки как-то связаны с активностью ядер. Это тем более правдоподобно, что примерно 10 % галактик Маркаряна оказались сейфертовскими галактиками.

Под номером 501 в списке Маркаряна значится объект VL Ящерицы, который раньше причислялся к «обычным» переменным звездам, а сегодня является представителем *лацертид*. Амплитуды изменения блеска этих объектов (а их известно уже около 50) — 6^m — 7^m , что соответствует изменению светимостей в 400—1000 раз. Сама VL Ящерицы (и не менее 30 других лацертид) оказалась мощным источником рентгеновского излучения. Вокруг нее была замечена слабая туманная оболочка, в спектре которой линии смещены на величину $z \approx 0,07$, что соответствует расстоянию до нее около 1,3 млрд. световых лет. Другой представитель этой группы — объект A0 0235 + 164 — во время вспышки излучал энергию порядка 10^{48} эрг/с!

Таким образом, астрономы подошли вплотную к вопросу: что же представляют собой ядра галактик? Что нам известно о процессах, которые в них происходят?

Представление о том, что активность галактик может быть связана со взрывоподобными процессами в их ядрах, было развито В. А. Амбарцумяном еще в 1955 г. Он, в частности, писал: «По-видимому, мы должны

отказаться от мысли, что ядра галактик состоят только из обычных звезд. Мы должны допустить, что эти ядра содержат весьма массивные тела, которые не только способны разделяться на части, удаляющиеся друг от друга с большими скоростями, но могут также выбрасывать наружу сгустки материи, имеющие массы, во много раз превосходящие массу Солнца». По В. А. Амбарцумяну, ядра галактик могут содержать значительные массы дозвездного вещества с совершенно пока не известными свойствами и, возможно, неизвестными источниками энергии.

По предположению И. С. Шкловского, ядра галактик, возможно, представляют собой единые сильно намагниченные и быстро вращающиеся плазменные тела. Если различные слои этого тела вращаются с различной скоростью, то время от времени магнитная энергия как бы «скачком» превращается в энергию ускоренных заряженных частиц, причем выбрасывание газовых струй релятивистских частиц происходит в направлении оси вращения тела. И. С. Шкловский говорит: «Возможно, что в центральных областях галактик реализуется какая-то гигантская, циклически работающая машина. После взрыва плазменного тела туда постепенно натекает газ из окружающей среды, что приводит к образованию нового плазменного тела. Все же многое, может быть самое важное, остается загадочным и непонятным».

Сказанное в равной степени относится и к объектам, которые привлекают сегодня внимание астрономов и физиков. Это квазизвездные источники радиоизлучения или, короче, — квазары.

Квазары. В 1960 г. в Калифорнийском технологическом институте были начаты измерения координат источников космического радиоизлучения с помощью радиоинтерферометра, при которых была достигнута довольно высокая точность $\pm 5''$. Это позволило Т. Метьюзу и А. Сендиджу сразу же отождествить один из таких радиоисточников, ЗС 48, со звездообразным объектом 16-й величины, спектр которого содержал необычную комбинацию не поддававшихся идентификации эмиссионных линий. Сначала казалось, что речь идет об остатке вспышки сверхновой, тем более что по данным китайских летописей в этой части неба в 1688 г. действительно появлялась «звезда-гостья». Но Природа оказалась куда богаче...

В 1962 г. те же ученые отождествили еще два радиоисточника, ЗС 196 и ЗС 286, со «звездами» 17-й величины. Спектры этих «звезд» также были необычными: положение в них эмиссионных линий не соответствовало ни одному из известных химических элементов; эти спектры были не похожи и друг на друга. В начале 1963 г. австралийскими радиоастрономами были с высокой точностью определены координаты радиоисточника ЗС 273. Во время затмения этого радиоисточника Луной было установлено, что он является сложным объектом и состоит из точечного центрального источника и волокна, находящегося от него на расстоянии $19,5''$. При внимательном изучении фотографии данного участка неба на месте точечного источника радиоизлучения была найдена звезда 13-й величины, на месте «радиоволокна» — очень слабый туманный выброс

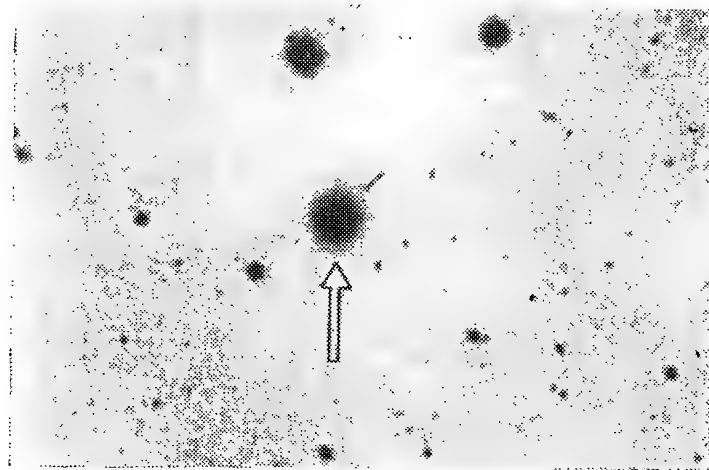


Рис. 155. Квазар ЗС 273 (негатив)

(рис. 155). Примерно в то же время еще несколько аналогичных радиоисточников были отождествлены с очень слабыми звездами. Поэтому сами объекты были названы квазизвездными объектами, а несколько позже — *квазарами*.

После того как квазары были отождествлены с оптическими объектами, астрономы начали изучать их

спектры. И вот тут-то обнаружилось удивительное: положение эмиссионных линий в спектрах квазаров не соответствовало ни одному из известных химических элементов. Некоторые астрономы высказывали предположение, что эти спектры возникают благодаря присутствию в атмосферах квазаров высокоионизованных или сильно возбужденных ионов химических элементов, спектры которых в лабораторных условиях еще не исследовались. Было также установлено, что спектры различных квазаров не похожи и друг на друга. Все казалось безнадежно сложным.

И вот М. Шмидт (США), изучая спектр квазара 3С 273, заметил, что четыре из шести видимых в нем линий могли бы принадлежать хорошо известному водороду, если бы все спектральные линии сместить на 16 % в сторону коротких длин волн. Две другие линии совпадали тогда с линиями дважды ионизованного кислорода и ионизованного магния.

Так все стало на свое место. У квазара 3С 48 линии оказались смещенными в красную сторону спектра на 37 % (красное смещение $z = 0,37$); наибольшим из известных оно было у квазара 3С 9 — 200 % ($z = 2,0$).

Если смещение линий в спектре квазара связано с его движением от нас, то смещению $z = 0,16$ (квазар 3С 273) соответствует скорость движения $v = cz = 0,16c = 48\,000$ км/с. Для квазара 3С 9 по формуле (9.10) находим $v = 0,8c = 240\,000$ км/с.

Но фотографическая пластинка рядом с квазарами фиксирует изображения неисчислимого множества объектов, для которых красное смещение является как бы неотъемлемым атрибутом. Это — галактики. Логично было, по аналогии, предположить, что квазары также являются космологическими объектами, находящимися далеко за пределами нашей звездной системы. В таком случае расстояния до них можно определить по формуле (9.8). Оказалось, что расстояние до квазара 3С 273 равно 3,0 млрд. световых лет (при постоянной Хаббла $H = 50$ км/с·Мпк), для квазара 3С 9 — около 12 млрд. световых лет. На таких расстояниях не удастся увидеть обычную галактику!

Зная расстояние до квазара и его видимую звездную величину, нетрудно было рассчитать светимость квазаров. Она оказалась фантастической: 10^{46} эрг/с. Астрономы были потрясены. Объект, который по внешнему виду ничем не отличается от звезды, излучает в

сто раз больше энергии, чем вся наша Галактика с ее 150 миллиардами звезд.

Но удивление возросло еще больше, после того как была обнаружена переменность квазаров. Амплитуда колебаний блеска у большинства из них достигает 3^m , причем у некоторых квазаров блеск изменяется на протяжении недели. Отсюда следует, что размеры этих объектов относительно невелики. Ведь колебание блеска является результатом определенного физического процесса, охватывающего всю поверхность квазара. А почти одновременное его сжатие и расширение может иметь место лишь в том случае, если определенное волновое движение передается от одной точки его поверхности до противоположной за время, меньшее периода изменения блеска (в противном случае колебания блеска, возникающие в разных частях объекта, усреднялись бы). Таким образом, размеры квазаров, вероятно, не превышают несколько световых дней, т. е. имеют порядок $10^{15} - 10^{16}$ см.

В спектрах квазаров уже отождествлены линии почти всех химических элементов, встречающихся в атмосферах обычных звезд, — углерод, кислород, натрия и другие. Как и в обычных звездах, в них не обнаружено легких элементов — лития, бериллия и бора. Оценка температуры и плотности светящейся газовой оболочки показывает, что они довольно «обычны»: электронная температура находится в пределах от 10 000 до 100 000 К, а концентрации — от 10^4 до 10^7 частиц в одном кубическом сантиметре.

Измерения показали, что непрерывный оптический спектр квазара совершенно не похож на планковский и что распределение энергии в нем соответствует синхротронному излучению (рис. 156). Этот же вывод следует и из анализа радиоспектра. Особенностью спектров квазаров является большой избыток излучения в ультрафиолете и мощное инфракрасное излучение в широкой области спектра со средней длиной волны 70 мкм.

Около 200 квазаров, и в том числе квазар 3С 273, являются источниками рентгеновского излучения. Для квазара 3С 273 рентгеновская светимость в 50 раз больше его мощности в радиодиапазоне и вдвое больше оптической светимости. Кстати, этот квазар является также мощным источником гамма-излучения: в диапазоне 50 МэВ его светимость $L_\gamma = 2 \cdot 10^{46}$ эрг/с.

от звезды Ахернар галактики ESO 113—IG 45 (взаимодействующей галактики № 45 в поле № 113 южного обзора неба, выполненного на Европейской Южной обсерватории в Чили). В спектре этого объекта наблюдаются широкие эмиссионные линии водорода, смещенные в красную область спектра на величину, соответствующую скорости удаления 13 600 км/с. На снимках, полученных с короткими экспозициями, ядро галактики (как и «обычные» квазары) неотличимо от звезд. И лишь при более продолжительных экспозициях видны ее спирали. Ядро галактики имеет такой же, как у квазаров, цвет, его блеск на протяжении 10 суток изменяется на $0,2^m$. Расстояние до этой галактики 270 Мпк, визуальная абсолютная величина ядра — 24^m .

В последнее время при наблюдениях квазаров были использованы солнечные внезатменные коронографы. Фотографирование с большими экспозициями показало, что некоторые квазары окружены слабо светящимися гало — туманными оболочками, напоминающими периферийные части галактик. Тем самым подтверждается представление о том, что эти объекты являются ядрами галактик.

Несколько слов о рекордсменах в мире галактик. Самое большое из известных красное смещение у квазара PKS 2000—330, открытого в 1982 г.: $z = 3,78$. Это значит, что длина волны, которую регистрирует наблюдатель, почти в 5 раз больше излучаемой квазаром. Наиболее мощным, по-видимому, является квазар SS 0014 + 81. Его видимая звездная величина равна 16^m , $z = 3,4$, абсолютная величина $M = -33^m$, так что лишь в оптическом диапазоне он имеет светимость $L = 10^{48}$ эрг/с, т. е. излучает столько, сколько 10 000 таких галактик, как наша. Но и в других диапазонах он также не уступает никому! Недавно (1983 г.) второй после Крабовидной туманности мощный источник гамма-излучения CG 195 + 04 был отождествлен с квазаром QS 0630 + 180 (объект 19^m , $z = 1,187$). Как полагают, гамма-кванты возникают при взаимодействии релятивистских протонов (именно протонов, а не электронов!) с газовой оболочкой, окружающей центральный источник.

Заслуживает внимания вопрос о распределении квазаров в пространстве. Было установлено, что квазары распределены в пространстве изотропно по направле-

ниям, но весьма неравномерно по расстояниям: с уменьшением мощности зарегистрированного сигнала число излучающих объектов — квазаров сначала увеличивается, а потом резко уменьшается. Наибольшее число квазаров находится на расстояниях, для которых величина красного смещения $z = 2-3$. Но мощность квазаров настолько велика, что их можно было бы видеть и на расстояниях, соответствующих красному смещению $z \approx 5$ и больше. Почему же их там практически не видно?

Световой луч от ближайшего из известных квазара идет к нам 260 миллионов лет, от наиболее удаленных — 12 млрд. лет. Значит, мы видим эти объекты не такими, какими они являются сейчас, а какими они были от 0,25 до 12 млрд. лет назад. Тем самым мы прослеживаем интервал времени, в котором образуются данные объекты.

В связи с этим было бы интересно установить количество галактик на расстояниях, соответствующих красному смещению $z > 1$. Если бы оказалось, что их там мало, тогда с уверенностью можно было бы говорить, что квазары — это ранняя стадия развития галактик. Если же галактики там есть, значит, квазары являются объектами, совершенно отличными от галактик, и в таком случае природа и пути их дальнейшего развития еще не ясны. Пока, к сожалению, наблюдать с поверхности Земли галактики с красным смещением $z > 1$ практически невозможно. Одна из наиболее удаленных галактик — источник радиоизлучения 3C 295 — имеет красное смещение z , равное 0,46, для радиогалактик 3C 123 и 3C 318 (их видимые звездные величины равны соответственно 21^m и 19^m) равно 0,64 и 0,75, для «анонимной» голубой галактики ($21,1^m$) $z = 0,95$.

Уже открыто свыше 2000 квазаров, но общее их число, которое можно было бы наблюдать сейчас, достигает, как показывают расчеты, 10 000. Поэтому трудная работа по отождествлению радиоисточников с оптическими объектами продолжается.

Внимание исследователей привлекают обнаруженные недавно три кратных квазара, у которых красные смещения компонент совпадают в пределах ошибок измерений. Это двойные квазары Q 0957 + 561 и Q 2345 + 007 и тройной — Q 1115 + 080. Существует, однако, предположение, что в каждом из этих случаев кратного квазара наблюдается несколько изображений

одного и того же объекта вследствие искривления лучей его света гравитационным полем более близкой к нам галактики. В этом заключается сущность эффекта *гравитационной линзы*.

Альтернативы. Говоря о квазарах, мы придерживались представления о том, что наблюдаемое красное смещение в их спектрах имеет космологическую природу, т. е. связано с общим расширением Вселенной. Но нельзя не вспомнить, что некоторые астрономы до сих пор не отказались от так называемых «локальных» гипотез. Например, высказывалось предположение, что красное смещение квазаров вызвано взрывом, выбросившим их из нашей Галактики около пяти миллионов лет назад (это так называемая локальная доплеровская гипотеза). Энергия такого взрыва оценивается величиной 10^{64} эрг. В этом случае расстояния до квазаров были бы примерно в 2000 раз меньшими, чем основанные на космологической гипотезе. Особенности спектров квазаров можно было бы объяснить в предположении, что при расстоянии квазара в 10 Мпк его масса составляет всего около $300M_{\odot}$, при расстоянии 1 Мпк — около $4M_{\odot}$.

Красное смещение, как это следует из общей теории относительности, возникает и в результате потерь энергии фотонами при их движении в сильном гравитационном поле. Величину этого смещения можно оценить по формуле

$$z = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \left(1 - \frac{2GM}{c^2 R}\right)^{-1/2} - 1, \quad (9.11)$$

где M и R — масса и радиус звезды. Из теории следует далее, что для сферы из идеальной жидкости величина $GM/c^2 R$ достигает максимального значения $4/9$. Это означает, что красное смещение в такой модели не превышало бы величины $z_{\max} = 2$.

Гипотеза гравитационного красного смещения (как, впрочем, и локальная доплеровская гипотеза) встретила со многими трудностями. Так, из наблюдений следует, что красное смещение всех эмиссионных линий у квазара практически одинаково, причем среди этих линий есть и такие, которые заведомо возникают лишь в областях очень низкой плотности (скажем, в своеобразной «короне» квазара). Но радиус такой разреженной оболочки должен быть существенно больше радиуса фотосферы этой «сверхзвезды». В результате и крас-

ные смещения различных линий должны быть различными, чего как раз не наблюдается. Кроме того, сейчас известно много квазаров, для которых красное смещение $z > 2$, у пяти $z > 3,0$, в частности, для квазара OQ 172 $z = 3,53$.

Уместно вспомнить и другой вариант гипотезы гравитационного красного смещения, согласно которой наблюдаемый линейчатый спектр возникает в газовом облаке, расположенном не на поверхности массивного объекта, а в его центре. По этой модели квазар мог бы состоять из большого числа компактных тел. Красное смещение возникало бы в связи с прохождением излучения центрального облака мимо этих звезд. И в данном случае расстояния до квазаров оценивались бы числом 10—100 Мпк.

Нет, проблема квазаров еще далека от решения. И, кто знает, может это явление обусловлено действием физических законов, которые сегодня еще не открыты... В последнее время интенсивно разрабатывается гипотеза, по которой квазар есть некоторая недолговечная стадия существования галактики. Предполагается, что в центрах галактик, а следовательно, и квазаров, существуют черные дыры. Идею о черных дырах в квазарах впервые высказал Я. Б. Зельдович еще в 1964 г.

Как упоминалось выше, при падении на черную дыру вещество, ускоряясь, разогревается и светится. Расчет показывает, что для обеспечения светимости активной галактики $L \approx 10^{46}$ эрг/с необходимо, чтобы в черную дыру при скорости $v \approx c$ падало всего около $1M_{\odot}$ в год, для квазаров в несколько раз больше.

Эту идею конкретизировал Г. Хиллс (США). Он предположил, что в процессе развития галактики в ней вследствие «случайных причин» образуется небольшая черная дыра с массой около $100M_{\odot}$. Далее черная дыра растет, увеличиваясь за счет проходящих вблизи нее звезд. Приближаясь к черной дыре на расстояние, меньшее некоторого критического значения, звезда под действием приливных сил разрушается. Часть ее вещества падает в черную дыру, другая выбрасывается наружу и наблюдается в виде газовых облаков. И так как встреча черной дыры со звездой — явление случайное, то это в итоге приводит к неправильным колебаниям блеска. Хиллс рассчитал, что за время 10^8 лет масса черной дыры увеличится до $3 \cdot 10^6 M_{\odot}$, после чего ее рост прекратится, так как средняя плотность черной

дыры (M/R_g^3) уменьшается до величины порядка 1 г/см^3 . Такая черная дыра уже не в состоянии разрушать звезды.

Квазаги и N-галактики. Квазары были открыты при отождествлении интенсивных радиоисточников с оптическими объектами. Внешне они похожи на обычные звезды, большое число которых имеет видимую величину $18\text{--}19^m$, поэтому их спектры ранее специально не изучались. И вдруг эти, как будто бы обычные, звезды составили целый класс новых удивительных объектов. Кто знает, если бы не радиоастрономические исследования, их истинная природа могла быть скрытой от нас еще несколько десятилетий.

Но открытие сделано. Из него следовал вывод, что «под маской» слабых звезд могут скрываться другие, еще не известные типы звездобразных объектов, которые слабо излучают радиоволны. Так оно и оказалось на самом деле.

Напомним, что одной из характерных черт спектра квазара является его повышенная (по сравнению с обычными звездами) интенсивность в ультрафиолете. Поэтому для отыскания нового квазара избранную площадку неба фотографируют дважды — один раз с ультрафиолетовым фильтром, второй раз с синим. Время экспозиции подбирается так, чтобы обычные звезды на обеих пластинках имели одинаковый блеск. Квазар является благодаря своей повышенной яркости на снимке в ультрафиолетовых лучах.

Астрофизик А. Сендидж (США) заинтересовался слабыми голубыми звездами, которые, как и квазары, излучают избыток энергии в ультрафиолете, хотя и не были зарегистрированы в качестве источников радиоизлучения. Исследование спектров этих звезд показало, что у многих из них спектральные линии сдвинуты в красную сторону. Отсюда следовало, что эти объекты вовсе не являются звездами, что они находятся далеко за пределами нашей Галактики и, как другие галактики и квазары, удаляются от нас с огромными скоростями. По найденным смещениям линий были рассчитаны расстояния до этих объектов, определены их светимости. Оказалось, что от квазаров они отличаются лишь тем, что не имеют заметного радиоизлучения.

Первоначально эти объекты были названы *interlopers*, т. е. «контрабандистами». Дословно это означает также «тот, кто вмешивается не в свое дело». Что и го-

ворить, своим внешним видом они действительно вносят путаницу в привычную картину звездного мира. Эти объекты принято называть *квазагами* — квазизвездными галактиками (их принято обозначать буквами QSG). Расчет показывает, что в единице космического объема квазагов в $50\text{--}100$ раз больше, чем квазаров. Существует предположение, что квазар — это всего лишь краткая фаза в жизни квазага.

Во многих отношениях квазары весьма похожи на так называемые N-галактики (от *nucleus* — ядро, так как у этих объектов выделяется яркое компактное ядро). Это компактные галактики с красноватой туманной оболочкой, все они (а их известно уже несколько десятков) в радиоизлучении являются двойными. Интересны N-галактики по двум причинам. Во-первых, механизм излучения энергии в видимом спектре здесь явно нетепловой, поэтому вообще не ясно, есть ли в этих галактиках звезды. Во-вторых, некоторые из них на протяжении нескольких лет изменяют свою яркость как в видимой части спектра, так и в радиодиапазоне. Всем этим N-галактики похожи на квазары. Более того, в спектрах N-галактик обнаружены те же линии, что и у квазаров.

Однако по мощности излучения N-галактики значительно уступают квазарам. Средняя мощность радиоизлучения N-галактики в сто раз меньше, чем у квазара. Поэтому существует предположение, что эти галактики являются квазарами, которые в значительной степени уже истратили запасы своей энергии в оптической части спектра, хотя еще достаточно мощны в радиодиапазоне. С другой стороны, N-галактики могут быть просто обыкновенными эллиптическими галактиками, у которых излучение отдельных звезд «залито» более мощным нетепловым излучением ядра галактики.

Модели Вселенной

Задачи космологии. Современные телескопы дают возможность заглянуть в просторы Вселенной на расстояния около десяти миллиардов световых лет. Мы уже знаем, что нас окружает огромный и удивительный мир галактик и квазаров.

И, безусловно, хочется знать, как сформировался этот мир, какие законы управляют его строением и развитием. Ведь «история» каждой конкретной формы материи — от галактики до небольшого спутника маленькой планеты — имеет свое начало и свой конец. В «биографии» каждого большого или малого, очень сложного или простейшего небесного тела были моменты «рождения» и будут свои даты «смерти»: перехода из одного качественного состояния в другое.

Разделы астрономии, призванные дать ответы на эти вопросы, называются космологией и космогонией. *Космология* изучает свойства всей доступной для наблюдений Вселенной как целого. Она должна объяснить природу красного смещения в спектрах галактик и квазаров, показать, как изменяются расстояния между этими объектами со временем. *Космогония* изучает происхождение и развитие небесных объектов — галактик, звезд, Солнца и планет, в том числе Земли.

Обе эти отрасли астрономии основываются на известных сегодня физических законах. Достаточно ли этих законов для объяснения всех процессов, происходящих во Вселенной? Сомневаясь в этом, некоторые астрономы считают необходимым не увлекаться построением теоретических моделей, а обратить главное внимание на накопление новых наблюдательных фактов.

В самом деле, при переходе от обычного мира окружающих нас предметов к микромиру мы встречаемся с качественно новыми явлениями, с действием новых сил.

Это силы поверхностного натяжения, силы, объединяющие протоны и нейтроны в атомные ядра. Мир атомных ядер «всего» примерно в 10^{15} раз меньше нашего «макромира». Масштабы «мегамира» (10 млрд. световых лет, т. е. 10^{28} см) превышают наши лабораторные масштабы в 10^{26} раз! И вполне может быть, что на этих огромных расстояниях проявляются новые, пока не известные нам закономерности.

С другой стороны, изучение состава близких к нам галактик показало, что они, как и наша Галактика, состоят из таких же объектов — звезд, звездных скоплений, туманностей. Это подтверждает вывод, что, во всяком случае в «малых» масштабах, физические законы, управляющие развитием звезд и звездных систем, в наблюдаемой части Вселенной одинаковы. К тому же на каждом этапе своего развития наука просто не может обойтись без определенных «рабочих» моделей (которые всегда подлежат уточнению и заменам), независимо от того, идет ли речь о Вселенной, квазарах или обычных звездах.

Здесь мы рассмотрим современные представления о закономерностях развития Вселенной и ее отдельных частей, переходя при этом от более сложных к более простым объектам по схеме: видимая Вселенная — галактики — наша Галактика — звезды — планеты.

Общие закономерности развития Вселенной изучаются путем построения *космологических моделей*. Это делается на основании уравнений общей теории относительности, созданной А. Эйнштейном в 1916 г. Впрочем, позже было установлено, что основные характеристики космологических моделей можно получить также, исходя из «классических» уравнений, выражающих (в дифференциальной форме) законы сохранения массы, импульса и энергии.

Не вдаваясь в подробности вывода, остановимся здесь на некоторых наиболее важных чертах космологических моделей. Для этого прежде всего возвратимся к примеру с резиновой нитью, на которой завязаны узлы. В предыдущей главе мы не фиксировали внимания на очень важной детали: сами узлы прикреплены к нити прочно. Расстояние между ними увеличивается потому, что растягивается сама *нить*, а не потому, что узлы перемещаются вдоль нее.

В современных космологических теориях свойства наблюдаемой Вселенной описываются совершенно ана-

логичным образом. Речь идет не о разбегании галактик в пространстве, а о *расширении самого пространства*.

Масштабный фактор. Для описания свойств расширяющегося мира каждой произвольной точке (галактике) «приписывают» определенную «сопутствующую» координату $r(t)$ — ее расстояние от наблюдателя в любой заданный момент времени t , причем расстояние на момент наблюдений $t = t_0$ считается известным и равным r_0 . Далее вводят безразмерную функцию $R(t)$ — *масштабный фактор*, так что

$$r(t) = r_0 R(t), \quad (10.1)$$

т. е. расстояние до заданной точки (галактики) в момент времени t равно ее расстоянию в настоящее время r_0 , умноженному на величину масштабного фактора $R(t)$, соответствующую этому моменту времени t . Так как при $t = t_0$ имеем $r = r_0$, то из (10.1) следует, что $R(t_0) = 1$.

Проследим теперь, как изменяется расстояние до какой-то избранной галактики со временем. За промежуток времени от t до $t + dt$ это расстояние увеличивается на величину dr , причем

$$dr = r(t + dt) - r(t) = r_0 dR.$$

Здесь $dR = R(t + dt) - R(t)$ — прирост величины масштабного фактора за время dt . В дальнейшем, ради простоты, вместо $R(t)$ и $r(t)$ будем писать просто R и r , помня при этом, что эти величины являются функциями времени t .

Разделив прирост расстояния dr на промежуток времени dt , находим скорость, с которой происходит взаимное удаление двух галактик:

$$\frac{dr}{dt} = v = r_0 \frac{dR}{dt}.$$

Это соотношение будет более общим, если мы воспользуемся формулой (10.1) и исключим из него координату r_0 . В результате получаем

$$v = \frac{dR}{dt} \frac{r}{R} = \dot{R} r,$$

где введено обозначение $\dot{R} = \frac{dR}{dt}$.

Это уравнение нам уже знакомо, ведь оно тождественно с соотношением Хаббла (9.7), если обозначить

$$H = \frac{\dot{R}}{R} = \frac{1}{R} \frac{dR}{dt}. \quad (10.2)$$

Отсюда следует, что постоянная Хаббла в каждый заданный момент времени одинакова во всех точках наблюдаемой Вселенной, однако она может быть функцией времени t . Само же время t носит название *космического* или *космологического времени* и служит для сравнения эволюции объектов в различных частях Вселенной.

Построить космологическую модель Вселенной — значит, получить зависимость масштабного фактора R от времени t , т. е. выяснить, как зависят от времени расстояния между любыми двумя точками (например, галактиками). При решении этой задачи обычно исходят из предположения, что *свойства Вселенной для каждого заданного момента времени одинаковы во всех ее точках и во всех направлениях*. Этот космологический принцип однородности и изотропности Вселенной подтверждается наблюдениями: в больших масштабах в распределении галактик и в самом деле не обнаружено отклонений от однородности и изотропности.

Критическая плотность. Прежде чем записать общее уравнение, которым описывается зависимость масштабного фактора от времени, рассмотрим простой пример: большое однородное облако с плотностью вещества ρ . Выделим в нем пробную частицу с массой m , находящуюся на расстоянии r от центра облака. Как уже отмечалось в гл. 6 на с. 278, сила притяжения, действующая на частицу, определяется массой, находящейся внутри сферы радиуса r и равной

$$M = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho. \quad (10.3)$$

Более того, сила притяжения действует так, как будто вся масса сконцентрирована в центре облака.

Предположим, что частица движется со скоростью v , причем в заданной точке r_0 эта скорость была равной v_0 . В процессе движения полная энергия частицы E_n , равная сумме ее кинетической энергии $E_k = \frac{mv^2}{2}$

и потенциальной энергии $E_p = -\frac{GMm}{r}$, сохраняется.

Обозначив через E полную энергию в расчете на единицу массы частицы, имеем

$$E = \frac{v^2}{2} - \frac{GM}{r} = \frac{v_0^2}{2} - \frac{GM}{r_0} = \text{const}$$

или

$$v^2 = \frac{2GM}{r} + 2E,$$

а также, учитывая соотношения (10.2) и (10.3),

$$\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3} \rho r^2 + 2E. \quad (10.4)$$

Анализ этих уравнений показывает, что если кинетическая энергия больше потенциальной (полная энергия E больше нуля), то пробная частица будет удаляться от центра облака до бесконечности. В противном случае, при $E < 0$, на расстоянии $r_m = \frac{GM}{|E|}$ скорость частицы обращается в нуль.

О природе рассмотренного выше облака, притягивающего пробную массу, пока мы ничего конкретного не говорили. Им может быть и доступная для наблюдений часть мира галактик. Конечно, во Вселенной все точки равноправны, она не имеет какого-то выделенного «центра». Однако наблюдаем мы с Земли, из нашей Галактики, по отношению к которой определяются скорости других галактик. Поэтому опишем мысленно вокруг нашей Галактики сферу радиуса r и посмотрим, как будет двигаться «пробная частица» — галактика, находящаяся на расстоянии r от нас. По закону Хаббла, в настоящее время эта галактика удаляется от нас со скоростью $v = Hr$. Подставляя это значение скорости в (10.4), находим

$$\frac{8\pi G}{3} \left(\frac{3H^2}{8\pi G} - \rho \right) r^2 = 2E. \quad (10.5)$$

Здесь ρ — средняя плотность вещества внутри сферы радиуса r , равная массе всех находящихся в этой сфере галактик и межгалактического вещества, деленной на объем сферы $V = \frac{4}{3} \pi r^3$.

Из уравнения (10.5) следует, что характер движения галактики по отношению к нам определяется величиной

$$\rho_{кр} = \frac{3H^2}{8\pi G}, \quad (10.6)$$

которая называется *критической плотностью*. Для большей наглядности перепишем уравнение (10.5) в виде

$$\frac{8\pi G}{3} (\rho_{кр} - \rho) r^2 = 2E.$$

Видно, что если средняя плотность вещества в сфере радиуса r меньше критической ($\rho < \rho_{кр}$), то полная энергия E положительна, и движение частицы (расширение системы галактик) может продолжаться неограниченно. Если же $\rho > \rho_{кр}$, то $E < 0$. В данном случае, достигнув наибольшего удаления, галактики снова начнут сближаться.

Параметр ускорения. Движение любого «земного» объекта — поезда, самолета или ракеты — характеризуется не только его скоростью $v = \frac{dr}{dt} = \dot{r}$, но и ускорением $a = \frac{dv}{dt}$. Последнее можно записать в виде второй производной от расстояния:

$$a = \frac{d}{dt} \frac{dr}{dt} = \frac{d^2 r}{dt^2} = \ddot{r}.$$

То же самое можно сказать и о движении каждой отдельной галактики. Ведь процесс расширения Вселенной может происходить ускоренно или замедленно. Поэтому и все наблюдательные данные могут зависеть не только от постоянной Хаббла, которая согласно (10.2) определяется скоростью изменения масштабного фактора R (т. е. величиной $\dot{R}$). Они могут быть функциями ускорения в изменении масштабного фактора, т. е. функциями величины $\ddot{R} = \frac{d^2 R}{dt^2}$. Поэтому в космологии введен безразмерный *параметр ускорения*

$$q = - \frac{R \ddot{R}}{\dot{R}^2}. \quad (10.7)$$

Его значение в настоящий момент $t = t_0$ обозначают индексом 0: $q(t_0) = q_0$. Как мы увидим дальше, значение параметра ускорения q_0 в различных космологических моделях неодинаково. Это дает определенную возможность выбора между несколькими теоретическими моделями, исходя из данных наблюдений.

Типы космологических моделей. После этого затянувшегося введения запишем, наконец, уравнение определяющее изменение масштабного фактора со

временем:

$$\left(\frac{dR}{dt}\right)^2 = \frac{8\pi}{3} GR^2\rho - k + \frac{1}{3}\Lambda R^2. \quad (10.8)$$

Здесь Λ — так называемая *космологическая постоянная*. Ею учитывается возможное существование в мире дополнительной силы (кроме силы тяготения). Если $\Lambda > 0$, это будет сила отталкивания, при $\Lambda < 0$ — сила притяжения. Далее, k — постоянная, характеризующая тип модели. Случай $k > 0$ соответствует *замкнутой* модели, $k = 0$ — *открытому евклидову* пространству, $k < 0$ — *открытому искривленному* пространству. Заметим, что наглядно представить себе замкнутую Вселенную невозможно. В качестве аналогии обычно приводится замкнутое двумерное пространство — поверхность обычного трехмерного шара: путешественник, отправившийся вдоль меридиана, попадает на противоположный полюс шара, после чего — обратно, в исходную точку. Аналогичным образом, трехмерное замкнутое пространство *безгранично*, но имеет вполне определенный объем.

Отметим, что впервые решения уравнения (10.8) при $\Lambda = 0$ были получены в 1922—1924 гг. выдающимся советским ученым А. А. Фридманом (1888—1925), работы которого и положили начало исследованиям нестатистических (*фридмановских*) моделей Вселенной.

Сравнивая уравнения (10.8) и (10.4), приходим к выводу, что если космологическая постоянная равна нулю, то они совпадают, с той только разницей, что в первое из них входит безразмерная функция времени — масштабный фактор R . Поэтому и выражение для критической плотности (10.6) сохраняет тот же вид. Итак, при $\Lambda = 0$ имеем $k > 0$ — Вселенная будет замкнутой, если средняя плотность вещества в ней больше критической, $k = 0$ — пространство Вселенной евклидово, если $\bar{\rho} = \rho_{кр}$, и $k < 0$ — открытое искривленное, если $\bar{\rho} < \rho_{кр}$.

Следовательно, вывод о том, какой является геометрия нашей Вселенной, какой из возможных моделей описываются ее свойства, существенно зависит от точности, с которой определена средняя плотность вещества в ней на настоящее время.

В общем виде аналитического решения уравнения (10.8) получить не удастся. Поэтому в каждом конкретном случае зависимость функции R от аргумента t устанавливается расчетным путем. Здесь мы перечислим те наиболее характерные космологические модели, кото-

рые в различное время предлагались для объяснения свойств нашей Вселенной (рис. 157).

1. Пульсирующая модель осуществляется при $k > 0$, $\Lambda \leq 0$, а также в случае $k \leq 0$, $\Lambda < 0$. В этой модели в некоторый «нулевой» момент космологического времени ($t = 0$) масштабный фактор равен нулю: $R(0) = 0$. С момента $t = 0$ он начинает возрастать, достигает максимального значения и снова уменьшается до нуля. Так же изменяются и расстояния между галактиками во Вселенной, описываемой этой моделью.

Заметим, что параметр ускорения для закрытой космологической модели больше единицы или равен ей ($q_0 \geq 1$).

2. При $k > 0$ (замкнутая модель) и космологической постоянной Λ , равной некоторому «критическому» значению

$$\Lambda_* = \frac{k^3}{[4\pi G \rho(t_0)]^2},$$

масштабный фактор увеличивается от нуля до определенного максимального значения, достигаемого в бесконечно удаленном будущем.

3. Если космологическая постоянная Λ больше этого «критического» значения Λ_* , то масштабный фактор увеличивается от нуля неограниченно, однако на протяжении долгого времени он остается почти постоянным. Это *модель Леметра*.

4. При $k = 0$ (открытое евклидово пространство) и $\Lambda = 0$ уравнение (10.8) имеет точное решение:

$$R(t) = \sqrt[3]{6\pi G \rho(t_0)} t^{2/3}. \quad (10.9)$$

Это *модель Эйнштейна — де Ситтера*. В ней начавшееся однажды расширение продолжается неограниченно. В данном случае постоянная Хаббла уменьшается обратно пропорционально космологическому времени

$$H = \frac{\dot{R}}{R} = \frac{2}{3t}.$$

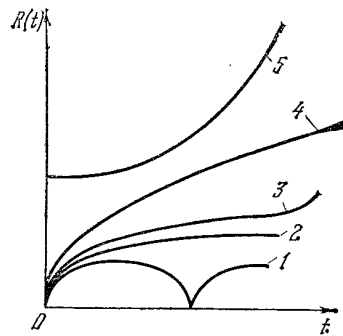


Рис 157. Наиболее характерные космологические модели

а «возраст Вселенной» равен

$$t_0 = \frac{2}{3H} = \frac{2}{3} t_H.$$

В этой модели параметр ускорения q в любой момент времени равен одному и тому же значению $q = 1/2$. Так как $q > 0$, то это значит, что расширение происходит с замедлением.

5. При $k > 0$ (замкнутая Вселенная) и $\Lambda = \Lambda_*$ возможны еще два решения: а) $R(t) = R_0 = \text{const}$ — так называемый «стационарный мир» Эйнштейна и б) модель Эддингтона — Леметра, в которой масштабный фактор равен определенному конечному значению R_1 в бесконечно удаленном прошлом и неограниченно возрастает в будущем.

6. И, наконец, отметим еще так называемую модель де Ситтера, которая при $\Lambda > 0$ описывает открытое евклидово пространство ($k = 0$). В данном случае масштабный фактор является экспоненциальной функцией времени

$$R(t) = \text{const } e^{Ht}, \quad (10.10)$$

а $q = -1$. Эта модель «стационарной Вселенной», в которой, несмотря на расширение, плотность поддерживается постоянной за счет непрерывного «творения» вещества из особого «энергетического поля», много лет развивалась Ф. Хойлом (Англия).

Сегодня, как об этом еще будет сказано ниже, она используется для описания «инфляционного» периода «очень-очень ранней Вселенной».

Трудности выбора

Проблема расстояний в космологии. Теоретически на основании уравнения (10.8) можно построить около двух десятков моделей Вселенной. На самом же деле в природе осуществляется лишь одна. Но которая из них? Ответ на этот вопрос, безусловно, должен быть получен на основе анализа наблюдательных данных.

Непосредственно из наблюдений определяется несколько важных с точки зрения космологии величин. Это видимые величины галактик, квазаров и квазаров, красное смещение в их спектрах, угловые диаметры галактик. Определенные выводы о геометрии Вселенной можно получить также и на основании подсчета числа

галактик и квазаров до заданной звездной величины m . Здесь необходимо, однако, сделать несколько предварительных замечаний.

Прежде всего, как заметил Г. М. Мак-Витти (Англия), «...нет такого вопроса в космологии, который вел бы к большей путанице, чем вопрос о смысле понятия расстояния. В общей теории относительности... расстояние становится функцией той процедуры, посредством которой оно измеряется». Кроме того, в теории используется несколько типов метрик, а при определении сопутствующей координаты масштабные множители выбирают так, чтобы постоянная k была равной $+1$, 0 и -1 соответственно для закрытого, открытого евклидова и открытого искривленного пространства. Поэтому при изложении вопросов, связанных с расстояниями, авторы часто бывают неточными. Не избежали этой участи и мы.

В самом деле, если говорить строго, то расстояние (10.1) принято называть *линейной* координатой объекта или его *метрическим расстоянием*. Связь линейной координаты r с сопутствующей координатой ξ выражается зависимостью

$$r = R(t) r_0 = \frac{R\xi}{1 + \frac{k\xi^2}{4}}.$$

Как мы видим, уже в самой линейной координате сохраняются основные свойства метрики пространства. При $k = 0$ имеем $r = R\xi$. При $k = +1$ (замкнутый мир) наибольшее метрическое расстояние соответствует координате $\xi = 2$, тогда как при $\xi \rightarrow \infty$ метрическое расстояние r уменьшается до нуля: описав в закрытом пространстве окружность, мы вернулись к исходной точке. Иногда размерность приписывается самой функции R . В этом случае величину r_0 называют *координатным расстоянием*. Будем надеяться, что читатель расценит все сказанное здесь как прием, позволяющий лучше изложить сущность проблемы.

При определении расстояний до внутри- и внегалактических объектов пользуются формулой (3.4), связывающей видимую и абсолютную величину объекта. Но использовать эту формулу для оценки расстояний в расширяющейся Вселенной можно лишь после ее предварительного уточнения.

Действительно, эта формула получена на основании закона, что освещенность единицы поверхности I_0

обратно пропорциональна квадрату расстояния D до источника

$$l_0 = \frac{L}{4\pi D^2}, \quad (10.11)$$

причем D принято называть *фотометрическим* расстоянием до светила. На небольших расстояниях (и в стационарной Вселенной при $R = \text{const}$) фотометрическое расстояние объекта D равно его геометрическому расстоянию r .

В расширяющейся Вселенной дело обстоит гораздо сложнее. В данном случае освещенность единицы поверхности уменьшается не только по геометрическим причинам. Это происходит также за счет уменьшения числа квантов, достигающих наблюдателя за единицу времени — так называемый *эффект числа* — и за счет уменьшения энергии каждого кванта — *эффект энергии*.

В самом деле, пусть в момент t_1 от какой-то исследуемой галактики уходят два световых импульса, разделенных интервалом времени Δt_1 . Наблюдатель зафиксирует их в момент времени t_0 разделенными во времени на величину Δt_0 , причем из теории следует, что

$$\frac{\Delta t_1}{\Delta t_0} = \frac{R(t_1)}{R(t_0)}. \quad (10.12)$$

В расширяющейся Вселенной $R(t_0) > R(t_1)$ и поэтому $\Delta t_0 > \Delta t_1$. Эффект числа можно объяснить и так. Пусть за время $\Delta t_1 = 1$ с галактикой было излучено определенное число квантов света. В процессе их прохождения через расширяющееся пространство этот «пакет» как бы расползается во времени. Поэтому и наблюдатель за 1 с регистрирует меньшее число квантов, чем мог бы, если бы Вселенная не расширялась. Точнее, число зарегистрированных квантов уменьшается в $(1+z)$ раз.

Действительно, под временем Δt_1 и Δt_0 можно подразумевать период электромагнитной волны $T = \frac{1}{\nu}$. Таким образом, вместо (10.12) получаем связь длины волны λ_1 , излученной источником в момент времени t_1 , с длиной волны λ_0 , зарегистрированной наблюдателем в момент времени t_0 ,

$$\frac{\nu_1}{\nu_0} = \frac{\lambda_0}{\lambda_1} = 1 + z = \frac{R(t_0)}{R(t_1)}, \quad (10.13)$$

так как $\lambda_0 = \lambda_1 + \Delta\lambda$.

Из соотношения (10.13) следует вывод, что в результате красного смещения происходит уменьшение энергии каждого кванта, излученного далекой галактикой. Поэтому наблюдатель регистрирует энергию в $(1+z)$ раз, а с учетом эффекта числа — в $(1+z)^2$ раз меньшую, чем при отсутствии расширения пространства.

Поэтому вместо формулы (10.11) имеем выражение для освещенности l_0 в виде

$$l_0 = \frac{L_1}{4\pi [r_0 R(t_0)(1+z)]^2}. \quad (10.14)$$

Отсюда и находим связь между фотометрическим расстоянием объекта D и его метрическим расстоянием $r = r_0 R(t)$

$$D = r(1+z). \quad (10.15)$$

Рассмотрим конкретный пример. Красное смещение квазара 4C0534 равно $z = 2,88$, а его фотометрическое расстояние $D = 17,8$ млрд. пк ≈ 58 млрд. световых лет. Отсюда следует, что метрическое расстояние до этого квазара $r = D/(1+z) = 15$ млрд. световых лет.

Здесь уместно поставить вопрос: если линейный закон Хаббла в форме (9.8) остается верным всего до $z \approx 0,3$, то как выглядит связь между метрическим расстоянием до объекта r и его красным смещением z в общем виде? Соответствующие формулы были получены В. Маттигом (ФРГ). Для параметра ускорения q_0 , большего от нуля ($q_0 > 0$), эта связь имеет вид

$$r = \frac{c}{H q_0^2 (1+z)} [q_0 z + (q_0 - 1)(\sqrt{1+2q_0 z} - 1)]. \quad (10.16)$$

В закрытой Вселенной при $q_0 = 1$ вместо формулы (9.8) имеем соотношение

$$r = \frac{c}{H} \frac{z}{1+z}. \quad (10.17)$$

Если же $q_0 = 1/2$ (открытое евклидово пространство), то метрическое расстояние r связано с красным смещением z соотношением

$$r = \frac{2c}{H} \left[1 - \frac{1}{\sqrt{1+z}} \right]. \quad (10.17')$$

Заметим, что в формуле (10.16) при переходе к случаю $z \ll 1$ следует воспользоваться разложением в ряд по формуле бинора Ньютона $(1+z)^{1/2} \approx 1 + \frac{1}{2}z$. Не-

трудно убедиться, что при $z \ll 1$ из этих формул следует закон Хаббла (9.8).

Из сказанного следует, что само метрическое расстояние из наблюдений непосредственно не определяется, а его величина существенно зависит от типа модели и параметра ускорения q_0 .

Диаграмма Хаббла. Наиболее уверенные данные о свойствах расширяющейся Вселенной можно получить, сопоставляя видимые звездные величины удаленных объектов m с их красным смещением z . Аналогично тому, как была получена формула (3.4), из соотношений (10.11), (10.15) и (10.16) следует, что при $q_0 > 0$ болометрическая видимая величина связана с красным смещением z зависимостью

$$m_b = 5 \lg \frac{1}{q_0} [q_0 z + (q_0 - 1)(\sqrt{1 + 2q_0 z} - 1)] + G, \quad (10.18)$$

а при $q_0 = 0$

$$m_b = 5 \lg z \left(1 + \frac{1}{2} z\right) + C. \quad (10.18')$$

Постоянная C находится путем сравнения этих уравнений с наблюдениями близких галактик. Исходным является предположение, что абсолютные величины наиболее ярких галактик одинаковы.

Обычно наблюдения проводятся в некотором интервале длин волн, например, наблюдатель определяет визуальную или фотографическую величину галактики $(m_v$ или $m_{pg})$. Поэтому для сопоставления этих данных с красным смещением z необходимо предварительно внести поправку за сдвиг кривой распределения энергии в спектре галактики. Это позволяет, исходя из уравнения (10.18), построить теоретическую зависимость «красное смещение — звездная величина» для каждого из заданных значений параметра q_0 .

На рис. 158 представлена зависимость $z - m_v$ (диаграмма Хаббла), построенная А. Сендиджем для ярчайших эллиптических галактик сорока богатых скоплений (кружки) и радиогалактик (крестики). Самая далекая точка соответствует галактике 3C295. Как видно, наиболее вероятным значением параметра ускорения q_0 является $q_0 \approx 1$, а это соответствовало бы замкнутой пульсирующей Вселенной.

Казалось бы, более уверенные данные о величине параметра ускорения q_0 и тем самым о модели Вселен-

ной можно получить с помощью квазаров, красное смещение которых достигает значительно больших величин. Увы, это не так. Если у ярчайших эллиптических галактик светимости практически одинаковы, то «разнобой» в светимостях квазаров достигает 3^m , т. е. они различаются между собой по мощности в 10—20 раз. Поэтому на диаграмме Хаббла они образуют «размазанное» облако, располагающееся на рис. 158 выше кривой $q_0 = 5$.

Зависимость «красное смещение — угловой диаметр галактики». Установить, какой из перечисленных выше моделей описываются свойства наблюдаемой Вселенной, можно было бы также путем сопоставления красных смещений z с угловыми диаметрами галактик θ . Пусть a — линейный размер галактики. При малых расстояниях угол θ , под которым она видна, будет тем меньше, чем больше расстояние до галактики r , причем

$$\theta = \arctg \frac{a}{r} \approx \frac{a}{r}.$$

Здесь и дальше θ измеряется в радианах. При больших расстояниях искривленное пространство действует как фокусирующая линза. Поэтому угловые размеры далеких галактик будут связаны с их расстояниями зависимостью

$$\theta = a \frac{1+z}{r} = a \frac{(1+z)^2}{D}. \quad (10.19)$$

Отсюда следует, что сначала, при малых z , угловой диаметр объекта с расстоянием уменьшается, достигает наименьшего значения, после чего возрастает неограниченно.

К сожалению, современным телескопам трудно пока достичь границ, дальше которых происходит увеличение

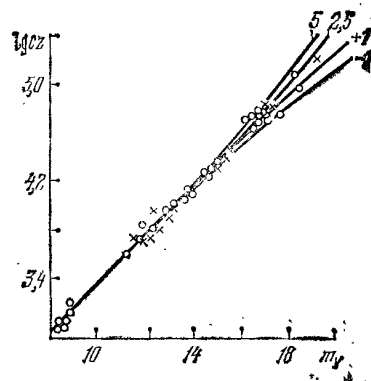


Рис. 158. Зависимость «видимая величина галактики m_v — красное смещение z » (диаграмма Хаббла) для ярчайших эллиптических галактик и радиогалактик (последние отмечены крестиками) и теоретические зависимости $m - z$ для нескольких значений параметра ускорения

угловых размеров галактик; это соответствовало бы красным смещениям $z \geq 1$. Но достигать этого наименьшего значения θ вовсе не обязательно. Если сопоставить формулы типа (10.19) и (10.16), то можно найти, что уже при $z \approx 0,6$ угловой диаметр галактики при $q_0 = 1$ в 1,6 раза больше, чем в случае $q_0 = -1$.

Кроме того, как было показано Я. Б. Зельдовичем, все записанные здесь соотношения справедливы лишь для Вселенной, заполненной веществом равномерно. Если же его подавляющая часть сконцентрирована в галактиках, то связь угловых диаметров с красным смещением несколько иная. В частности, с ростом z величина θ вообще может не достигать минимальных значений. Возможно, это обстоятельство в будущем будет использовано для решения вопроса о том, какая часть вещества во Вселенной сконцентрирована в галактиках.

Выше речь шла об угловых диаметрах, которые принято еще называть метрическими. Но ... наблюдаются не метрические, а изофотные диаметры: на фотопластинке измеряются расстояния между диаметрально противоположными точками изображения галактики, в которых ее яркость уменьшается в заданное число раз (например, в четыре раза) по сравнению с яркостью центра галактики. Анализ показывает, что, в отличие от метрических диаметров, изофотные диаметры с ростом z непрерывно уменьшаются, приближаясь к нулю при $z \rightarrow \infty$. На расстоянии $z \approx 0,6$ изофотный диаметр галактики при $q_0 = +1$ примерно в 1,2 раза больше, чем при $q_0 = 0$ и в 1,6 раза больше, чем при $q_0 = -1$. При дальнейшем увеличении z это различие в величине изофотных диаметров существенно возрастает. Все подобные измерения находятся буквально на пределе возможности крупнейших современных телескопов.

Подсчет числа радиоисточников. Остановимся еще на вопросе о том, что может дать сопоставление числа радиоисточников $N(m)$ с их величиной m . Очевидно, что любой определенный вывод о свойствах Вселенной можно получить лишь в том случае, если наблюдаются достаточно удаленные объекты. Ими как раз и являются радиогалактики и квазары. Поэтому речь может идти об измерении слабых потоков радиоизлучения от дискретных источников, отождествление которых с оптическими объектами вовсе не обязательно. Для этого достаточно провести подсчет числа источников радиоизлу-

чения $N(S)$, поток от которых больше заданной величины S .

Пусть S (равное I_0 для оптической части спектра) — поток энергии, регистрируемый наблюдателем. Если L — светимость объекта, то поток энергии S задается формулой (10.11). Поэтому фотометрическое расстояние до источника равно

$$D = \left(\frac{4\pi L}{S} \right)^{1/2}. \quad (10.20)$$

Обозначим через n число радиоисточников в единице объема. Тогда общее число источников, находящихся внутри сферы радиуса D и дающих поток излучения больше S , будет равным

$$N = \frac{4\pi}{3} D^3 n = \frac{(4\pi)^{5/2}}{3} n L^{3/2} S^{-3/2}. \quad (10.21)$$

Для стационарной (точнее, статической) Вселенной, равномерно заполненной радиоисточниками одинаковой светимости ($L = \text{const}$), имеем $N = N_0 = AS^{-3/2}$.

Однако наблюдения показывают, что для величин потока S от $0,3 \cdot 10^{-26}$ до $30 \cdot 10^{-26}$ Вт/м²·Гц число радиоисточников значительно больше N_0 , тогда как при $S < 0,3 \cdot 10^{-26}$ Вт/м²·Гц оно резко уменьшается

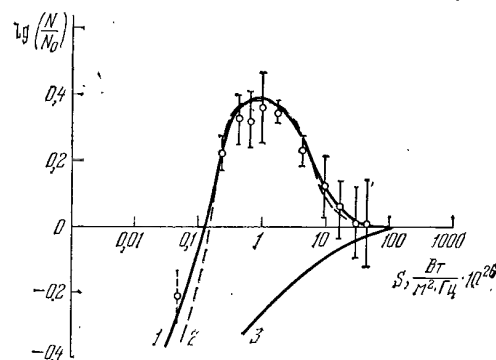


Рис. 159. Зависимость числа радиоисточников N от потока энергии S

(рис. 159). Оказалось, что согласовать наблюдения с теорией можно на основании одного из двух предположений:

1. Более мощные источники быстро эволюционируют, так что их мощность в прошлом (или же мощность

радиоисточников, находящихся на больших z) была большей, чем сейчас (а это соответствует источникам с малым z). При $k=0$ это удовлетворяется, если светимость объекта L связана с его красным смещением зависимостью $L \sim (1+z)^{3,3}$, так что $L \sim t^{-2,2}$, причем предполагается также, что на расстояниях $z > 3$ никаких источников нет (на рисунке этому случаю соответствует кривая 1).

2. Плотность n наиболее мощных радиоисточников (т. е. их число в единице объема) была в прошлом большей по сравнению с сегодняшней: $n \sim (1+z)^{5,7} \sim t^{-3,8}$ (кривая 2).

Таким образом, наблюдения свидетельствуют о том, что в процессе расширения Вселенной происходит эволюция отдельных ее объектов. Распределение радиоисточников с учетом одного лишь эффекта красного смещения дано кривой 3.

Конечно, определить этим путем параметры модели мира не удастся. И все же становится очевидным, что ни модель Эддингтона — Леметра, ни модель де Ситтера с этими наблюдениями не могут быть согласованы.

Проблема критической плотности и космологической постоянной. Казалось бы, что для установления основных свойств модели Вселенной следовало просто повести речь о том, какая средняя плотность в окружающем нас галактическом мире. Ведь при $\rho > \rho_{кр}$ из (10.8) следует $k > 0$, т. е. что мир замкнут.

К сожалению, такой подход еще не дал четкого ответа на данный вопрос. При постоянной Хаббла $H = 50$ км/с·Мпк имеем $\rho_{кр} \approx 5 \cdot 10^{-30}$ г/см³. А это несколько больше средней плотности вещества галактик, «размазанного» по наблюдаемому объему, которая согласно последним оценкам находится в пределах от 10^{-30} до 10^{-31} г/см³.

Как уже отмечалось, недавно был открыт мощный фон изотропного рентгеновского излучения. В связи с этим было высказано предположение, что межгалактическое пространство заполнено водородом, имеющим температуру около 450 миллионов кельвинов. Таким образом, не исключено, что большая часть вещества в наблюдаемой Вселенной находится именно в несконденсированном состоянии.

Но, главное, если действительно масса покоя нейтрино не равна нулю, то именно суммарная масса этих частиц и определяет важнейшие свойства наблюдаемой

Вселенной. Расчет показывает, что концентрация нейтрино $N_\nu = 150$ см⁻³ (на один протон приходится около 10^9 пейтрино) и их масса примерно в 30 раз превышает массу «обычного» вещества во Вселенной. Поэтому, видимо, имеет место неравенство $\rho > \rho_{кр}$.

Все сказанное здесь приводит как будто к выводу, что наиболее вероятной моделью нашей Вселенной является первая из перечисленных выше моделей — модель пульсирующей Вселенной. И все же — о простом повторении циклов «расширение — сжатие» не может быть и речи: это запрещено вторым началом термодинамики, согласно которому энтропия, одна из характеристических термодинамических функций, растет как в ходе расширения, так и в ходе сжатия. Исходя из этого, можно говорить о циклах, амплитуды и периоды которых в каждом последующем цикле увеличиваются. Но так как удельная энтропия в расчете на один барцион конечна, то отсюда следует, что в прошлом Вселенная могла пережить лишь *конечное* число циклов. Как отмечают Я. Б. Зельдович и И. Д. Новиков в своей фундаментальной книге «Строение и эволюция Вселенной» (М.: Наука, 1975), «Теория осциллирующей Вселенной не достигает цели, стоящей перед этой теорией, — дать описание вечной Вселенной».

Но обратим внимание на следующее. Критическая плотность $\rho_{кр}$, величина которой определяется постоянной Хаббла в соответствии с формулой (10.6), удивительно *близка* к средней плотности вещества во Вселенной. Почему бы ей не быть, скажем, на пять или даже на пятнадцать порядков меньше или больше? Не означает ли это, что эти параметры *в точности равны друг другу* и что это условие является одной из важнейших закономерностей развития Вселенной? Этот вопрос, безусловно, должен быть решен на основании наблюдений.

В заключение несколько слов о космологической постоянной Λ . Не так давно наблюдательные данные как будто свидетельствовали о ее важной роли в определении свойств нашей Вселенной. Было замечено, будто бы квазары концентрируются вблизи красных смещений $z \approx 1,95$, и эта особенность в распределении квазаров в пространстве объяснялась в рамках модели Леметра ($\Lambda > \Lambda_0$). Из упомянутых наблюдений следовало, что $\Lambda \approx 4,3 \cdot 10^{-56}$ см². Из этого вытекало, что во Вселенной существует некая универсальная *сила отталкива-*

ния. Из расчетов следовало также, что от начала расширения Вселенной прошло около 70 млрд. лет, причем на протяжении около 50 млрд. лет масштабный фактор R оставался постоянным (т. е. расстояния между галактиками, если такие уже существовали, все это время не изменялись). Дальнейшее изучение распределения квазаров в пространстве не подтвердило упомянутого вывода об их концентрации вблизи какого-то значения красного смещения z . Поэтому большинство астрономов сейчас склонно полагать космологическую постоянную равной нулю.

Возраст пульсирующей Вселенной. Не заглядывая далеко в прошлое, приведем здесь несколько чисел, которыми оценивается продолжительность расширения наблюдаемой Вселенной в предположении, что космологическая постоянная Λ равна нулю. Если и в самом деле параметр ускорения q_0 близок к единице ($q_0 = 1$), то из этого следует, что процесс расширения все замедляется. Поэтому и «возраст» Вселенной t_0 меньше величины $t_H = \frac{1}{H}$.

Сама величина t_0 существенно зависит от соотношения между средней и «критической» плотностью вещества во Вселенной и, кроме того, от физического состояния этого вещества. Ведь «в целом» даже на наиболее ранней стадии расширения температура во Вселенной могла быть очень низкой (это модель «холодной» Вселенной) или же, наоборот, очень высокой (модель «горячей» Вселенной). В целом возраст t_0 зависит от некоторой функции отношения упомянутых плотностей $\bar{f}(\bar{\rho}/\rho_{кр})$, так что

$$t_0 = \frac{1}{H} f\left(\frac{\bar{\rho}}{\rho_{кр}}\right). \quad (10.22)$$

При $\bar{\rho} = \rho_{кр}$ имеем $f\left(\frac{\bar{\rho}}{\rho_{кр}}\right) \approx 0,7$ для «холодной» модели и $f\left(\frac{\bar{\rho}}{\rho_{кр}}\right) \approx 0,5$ для «горячей» модели. Если же отношение средней плотности во Вселенной к критической плотности равно четырем ($\bar{\rho}/\rho_{кр} \approx 4$), то функция $f(\bar{\rho}/\rho_{кр})$ принимает соответственно значения 0,5 и 0,3. В частности, для «горячей» модели при $\bar{\rho} = \rho_{кр}$ и $H = 50 \text{ км/(с} \cdot \text{Мпк)}$ имеем $t_0 \approx 11$ млрд. лет. Это по крайней мере превышает возраст Земли и планетной системы в целом.

Заметим, что в случае «горячей модели» Вселенной, если $\Omega = \frac{\rho}{\rho_{кр}} \geq 1$, формулу (10.22) можно переписать и так:

$$t_0 = \frac{1}{H} \frac{1}{1 + \sqrt{\Omega}}.$$

Возраст Вселенной t_0 не может быть меньше возраста Солнечной системы, который равен $5 \cdot 10^9$ лет. Отсюда можно определить максимально возможное значение средней плотности вещества во Вселенной. Приняв $t_0 \approx 5 \cdot 10^9$ лет и $t_H = \frac{1}{H} = 20 \cdot 10^9$ лет, находим, что $\Omega < 9$. Отсюда и следует верхний предел значения средней плотности вещества во Вселенной $\bar{\rho} < \rho_{кр}$.

Модель горячей Вселенной

Реликтовое радиоизлучение. Итак, около десяти миллиардов лет назад вещество, из которого сегодня состоят галактики, было сконцентрировано до очень больших плотностей. Вопрос о том, в каком состоянии было оно тогда, далеко не праздный. От физического состояния вещества существенно зависит возраст модели. Кроме того, при высоких температурах могут протекать термоядерные реакции. Поэтому химический состав «горячей» Вселенной может быть существенно другим, чем «холодной». А от химического состава в свою очередь зависят размеры и светимости звезд, темпы их эволюции.

На протяжении нескольких десятилетий обе модели сосуществовали в космологии равноправно. Каждая из них имела свои привлекательные стороны и свои недостатки, своих сторонников и критиков. Не хватало лишь главного — подтверждения наблюдениями.

В 1965 г. А. Пензиас и Р. Вилсон (США), испытывая новый радиотелескоп с рупорной антенной и приемником на длине волны 7,35 см (телескоп должен был войти в систему связи с помощью искусственных спутников Земли), неожиданно зарегистрировали космическое излучение, интенсивность которого не зависела от направления (т. е. от положения антенны радиотелескопа) и которое нельзя было приписать известным дискретным радиоисточникам — радиогалактикам и квазарам. Сначала возникло предположение, что это радиоизлучение образуется в атмосфере Земли или же приходит от далеких галактик, распределение которых практически однородно.

После того как были проведены соответствующие вычисления, стало ясным, что зарегистрированная интенсивность вдвое превышает ту, которая может образоваться в земной атмосфере и прийти к ней от всех известных космических объектов.

Вскоре были проведены измерения этого космического радиоизлучения и на других длинах волн от 0,8 до 73 сантиметров. Вывод был вполне определенный:

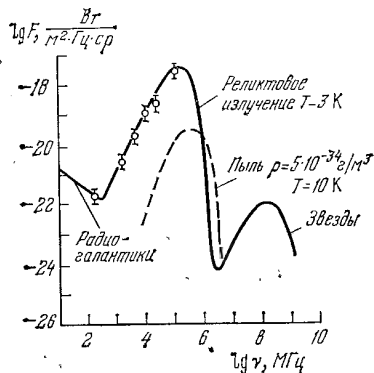


Рис. 160. Общий спектр среднего излучения в Метагалактике от отдельных источников и реликтовое излучение горячей модели (кружками отмечены данные наблюдений)

температуре $T = 2,7$ К плотность энергии этих квантов и равна $a_R T^4 \approx 4 \cdot 10^{-13}$ эрг/см³ (здесь a_R — уже упоминавшаяся в гл. 7 постоянная излучения). Много это или мало?

Средняя энергия одного кванта $\bar{\epsilon} = 2,7 kT \approx 10^{-15}$ эрг (k — постоянная Больцмана). Поэтому среднее число квантов в единице объема $N_\nu = u/\bar{\epsilon} \approx 400$ см⁻³. С другой же стороны, современной средней плотности вещества $\bar{\rho} \approx 10^{-30}$ г/см³ соответствует концентрация частиц $N \approx \rho/m_H \approx 5 \cdot 10^{-7}$ см⁻³. Таким образом, на каждый нуклон приходится около 10^9 квантов!

А теперь вспомним, что в процессе расширения Вселенной энергия каждого кванта уменьшается. Из (10.13) следует, что

$$v_1 = \frac{R(t_0)}{R(t_1)} v_0.$$

На раннем этапе расширения при $R(t_1) \ll R(t_0)$ часто-

та этих квантов могла быть сколь угодно большой. Отсюда следует вывод, что в далеком прошлом Вселенная была горячей.

Радиоизлучение, открытое А. Пензиасом и Р. Вилсоном, оказалось «реликтом» тех далеких времен, когда сконцентрированная Вселенная имела очень высокую температуру. Это открытие позволило сделать выбор между двумя моделями Вселенной в пользу горячей модели.

Заметим, что реликтовое радиоизлучение способно играть роль некоторой привилегированной системы отсчета. Действительно, наша Галактика с ее миллиардами звезд, в том числе и Солнцем, как бы погружена в море низкочастотных квантов, равномерно со всех сторон пронизывающих местонахождение наблюдателя. Если же наблюдатель движется со скоростью v в этом «установившемся» море, то он регистрирует избыточную интенсивность реликтового радиоизлучения в направлении своего движения и меньшую — в противоположной стороне. Соответствующая ей температура равна

$$T(\theta) = T_0 \left(1 + \frac{v}{c} \cos \theta \right), \quad (10.23)$$

где θ — угол между вектором скорости наблюдателя и направлением оси телескопа.

Избыток интенсивности, соответствующий избытку температуры $\frac{\Delta T}{T} = 1,3 \cdot 10^{-3}$ и в самом деле был обнаружен в направлении на созвездие Девы. Из (10.23) следует, что скорость движения Земли относительно реликтового фона равна $v = 1,3 \cdot 10^{-3} c \approx 390$ км/с. Если, далее, учесть, что Солнце, обращаясь вокруг центра Галактики со скоростью около 250 км/с, движется примерно в противоположном направлении (к созвездию Лебедя), то оказывается, что центр Галактики перемещается относительно реликтового излучения со скоростью около 600 км/с в направлении к границе созвездий Девы и Льва.

Как уже отмечалось, в скоплениях галактик межгалактическое пространство может быть заполнено горячим газом при $T \approx 10^8$ К и концентрацией частиц $N \approx 10^{-2} - 10^{-3}$ см⁻³. Что будет, если, преодолевая космические расстояния, фотоны реликтового излучения, прежде чем попасть на антенну радиотелескопа, проходят через такое скопление? Взаимодействуя с го-

рячим газом скоплений, фотоны рассеиваются на электронах и при этом разогреваются. В итоге в данном направлении на низких частотах поток реликтовых фотонов будет меньше среднего, на больших — больше. Этот эффект искажения спектра реликтового излучения был предсказан в 1972 г. Я. Б. Зельдовичем и Р. А. Сюняевым (СССР). В 1984 г. он был обнаружен. В направлении на три богатые скопления галактик в сантиметровом диапазоне наблюдается понижение фона, соответствующее уменьшению температуры на (0,5—1,5) мК. Этот эффект, как ожидается, будет играть исключительно важную роль в космологии. Ведь по мощности и спектру рентгеновского излучения можно установить температуру газа и меру эмиссии, а отсюда и размеры скопления. Зная же его видимый угловой диаметр, можно определить и расстояние до него. Это даст возможность найти величину постоянной Хаббла методом, совершенно независимым от всех предыдущих!

Расширение от сингулярности? В процессе расширения Вселенной элементарный объем увеличивается пропорционально кубу масштабного фактора R . Поэтому плотность вещества $\rho_{\text{вещ}}$ в любой момент времени равна

$$\rho_{\text{вещ}}(t) = \frac{\rho(t_0)}{R^3(t)}. \quad (10.24)$$

Напомним, что t_0 соответствует времени наблюдения. Кроме того, чтобы подчеркнуть зависимость плотности и масштабного фактора от времени, здесь используется обозначение $\rho(t)$ и $R(t)$.

По такому же закону изменяется и число фотонов в единице объема. Что же касается плотности энергии излучения, то за счет красного смещения она уменьшается еще в $R(t)$ раз. Следовательно,

$$u = \rho c^2 = \frac{B}{R^4(t)}, \quad (10.25)$$

где B — постоянная. На начальном этапе расширения Вселенной $R(t) \approx 0$, а плотность ρ очень велика, причем главную роль играет именно плотность энергии излучения. Поэтому в правой части уравнения (10.8) двумя последними членами можно пренебречь. Тогда решение этого уравнения имеет вид

$$R(t) = \left[\frac{32\pi G B}{3c^2} \right]^{1/4} t^{1/2}, \quad (10.26)$$

и таким образом плотность энергии излучения в каждый момент космологического времени t равна

$$\frac{u}{c^2} = \rho(t) = \frac{2}{32\pi G t^2} = \frac{4,5 \cdot 10^8}{t^2} \text{ г/см}^3. \quad (10.27)$$

Отсюда можно получить также и закон изменения температуры в расширяющейся Вселенной. Ведь в случае, если давление излучения играет главную роль, то $u = a_R T^4$, и

$$T = \left[\frac{3c^2}{32\pi G a_R} \right]^{1/4} t^{-1/2} \approx \frac{3,4 \cdot 10^{10} \text{ К}}{\sqrt{t}}. \quad (10.28)$$

Но в каждом элементарном объеме в равновесии с излучением находятся еще и различные сорта частиц: электронные, мюонные и нейтринные пары, нуклоны, пребывающие в возбужденных состояниях. С учетом сказанного выражение для плотности энергии записывается так: $u = b a_R T^4$, и поэтому

$$T = \frac{3,4 \cdot 10^{10} \text{ К}}{\sqrt{b} \cdot \sqrt{t}}. \quad (10.29)$$

Как показывает теоретический анализ, большей температуре (при $t < 1$ с) соответствует большее значение параметра b . В частности, при $t = 1$ с имеем $T \approx 10$ млрд. градусов.

Из соотношений (10.24) и (10.26) следует, что плотность вещества изменяется со временем по закону $\rho_{\text{вещ}}(t) \sim t^{-3/2}$, т. е. медленнее, чем плотность излучения. В настоящее время имеем $\rho_{\text{вещ}}(t_0) \sim 10^3 \rho_{\text{изл}}(t_0)$. Нетрудно установить время t_* расширения до состояния, когда осуществлялось равенство $\rho_{\text{вещ}}(t_*) = \rho_{\text{изл}}(t_*)$: $t_* \approx 10^5$ лет.

Как отметил Я. Б. Зельдович, теория Большого взрыва «столь же надежно установлена и верна, сколь верно то, что Земля вращается вокруг Солнца». Она естественным образом объяснила природу реликтового излучения и наблюдаемое соотношение числа атомов водорода и гелия во Вселенной.

При разработке теории эволюции Вселенной возникли, однако, вопросы, поставившие теоретиков в тупик. Прежде всего, из уравнений (10.27) и (10.29) формально следует, что при $t \rightarrow 0$ плотность и температура бесконечно велики. Это состояние называется *сингулярностью*. Между тем состояние сингулярности противоречит всему накопленному физическому опыту! Далее, если t_0 — «возраст Вселенной», то мы принимаем информацию

о происходящих во Вселенной процессах до предельного расстояния $r_r = ct_0$, которое называется *горизонтом событий*. Регистрация реликтового излучения указывает на исключительно высокую изотропность и однородность Вселенной в больших масштабах, несомненно и при $r > r_r$. Становится непонятным, каким образом в точках Вселенной, находящихся на расстояниях $r > r_r$, установилась одинаковая температура (и плотность, а следовательно, и одинаковые геометрические свойства пространства), если эти точки причинно между собой не связаны? Теория также должна объяснить, почему наблюдаемая нами Вселенная асимметрична относительно вещества и антивещества, почему на одну частицу приходится около 10^9 фотонов, почему плотность материи столь близка к критическому значению (а геометрические свойства пространства — к евклидовым) и, наконец, почему в однородной вначале Вселенной возникли неоднородности распределения вещества.

Решение перечисленных здесь проблем стало возможным благодаря успехам физики элементарных частиц, разработке теорий, объединяющих электромагнитное и слабое взаимодействия (при температурах 10^{15} К), далее — электромагнитное, слабое и сильное (так называемое «великое объединение», осуществляющееся при температуре 10^{28} К). Из теории следует, что при $T = 10^{28}$ К могут рождаться сверхтяжелые частицы, в частности сверхтяжелые Х-бозоны, масса которых порядка $10^{15} m_p$ (m_p — масса протона), и еще... устраняется сингулярность.

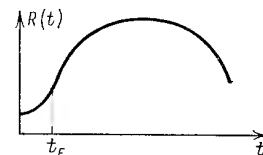
Ближе к началу. Как известно, из трех фундаментальных физических постоянных — скорости света c , постоянной гравитации G и постоянной Планка $\hbar$ следуют некоторые («планковские») единицы длины l_p , времени t_p , массы m_p и плотности ρ_p , причем

$$l_p = \sqrt{\frac{G\hbar}{c^3}} \approx 1,6 \cdot 10^{-33} \text{ см}, \quad t_p = \frac{l_p}{c} = \sqrt{\frac{G\hbar}{c^5}} \approx 5,3 \cdot 10^{-44} \text{ с},$$

$$m_p = \sqrt{\frac{\hbar c}{G}} \approx 2,2 \cdot 10^{-5} \text{ г}, \quad \rho_p = \frac{m_p}{l_p^3} = \frac{c^5}{G^2 \hbar} \approx 5 \cdot 10^{93} \text{ г/см}^3.$$

Не так давно допускалось, что решения (10.24) — (10.29) описывают расширение Вселенной, начиная от

планковской плотности, т. е. с момента $t \approx 10^{-44}$ с. Сейчас космологи указывают другой момент времени $t_F \approx 10^{-35}$ с. Как полагают, до него Вселенная пережила стадию «раздувания», некоторый «инфляционный период», на протяжении которого давление было отрицательным! В качестве примера такой необычной ситуации приводят растягиваемое твердое тело. При $t < t_F$ изменение масштабного фактора описывается моделью де Ситтера, что и снимает вопрос о сингулярности. В момент же $t \approx t_F$ осуществляется переход на фридмановскую модель, точнее, одну из них, например, как это показано на рис. 161, на модель пульсирующей Вселенной.



Этот шаг в прошлое нашей Вселенной тесно связан с представлениями о свойствах физического вакуума и перестройках его структуры (фазовыми переходами), которые происходят при температуре $T = 10^{28}$ К (при $t \approx 10^{-35}$ с) и еще раз при $T = 10^{15}$ К ($t \approx 10^{-10}$ с).

Напомним, что физический вакуум — это состояние, в котором элементарные частицы существуют виртуально, их время жизни Δt , обусловленное принципом неопределенности, исключительно мало: $\Delta t \approx \frac{\hbar}{mc^2}$, где m — масса частицы. В частности, для электрона $\Delta t \approx 10^{-21}$ с.

В результате раздувания Вселенной на де-ситтеровской стадии происходит «рождение» частиц и античастиц — их переход из виртуального состояния в состояние обычного вещества. При температуре меньше 10^{28} К начинаются процессы распада Х-бозонов и соответствующих им античастиц ($\bar{X}$), итогом которых и было появление «обычных» кирпичиков мироздания — протонов и нейтронов, электронов и нейтрино. Но так как вероятности этих процессов распада несколько различны, то в конечном итоге возникает асимметрия Вселенной относительно вещества и антивещества. После аннигиляции частиц и античастиц в ходе расширения Вселенной образуется наблюдаемый «избыток» фотонов.

Рис. 161. Схема перехода от стадий развития Вселенной по модели де Ситтера (раздувающейся Вселенной) к фридмановской модели расширяющейся Вселенной (модель пульсирующей Вселенной)

В рамках теории «раздувающейся Вселенной» находят объяснение и проблема однородности и изотропности Вселенной (проблема горизонта). Ведь на начальном этапе раздувания отдельные точки, которые теперь находятся на гигантских расстояниях друг от друга, располагались очень близко и обмен сигналами между ними был вполне возможен. Первичные же небольшие флуктуации плотности вещества возникали в связи с неодновременностью фазовых переходов.

Более подробное изложение затронутых здесь вопросов читатель найдет в книгах: Новиков И. Д. Эволюция Вселенной. — М.: Наука, 1983, Розенталь И. Л. Элементарные частицы и структура Вселенной. — М.: Наука, 1984 и статье Линде А. Д. Раздувающаяся Вселенная — УФН, 1984, т. 144, № 2.

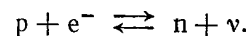
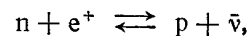
Синтез химических элементов. Модель горячей Вселенной была использована еще в начале 40-х годов для расчетов относительной распространенности химических элементов во Вселенной. Так, С. Чандрасекар и Л. Генрих (США) предполагали, что процессы образования всех элементов проходили при температурах 10^{10} — 10^{11} К и плотности от 10^7 до 10^{14} г/см³. Но Г. Гамов (США) пришел к выводу, что такая модель неудачна, так как далее в процессе медленного охлаждения тяжелые элементы не будут «консервироваться», а распадутся на более легкие ядра. По его мнению, чтобы тяжелые ядра сохранились, изменения плотности и температуры должны произойти очень резко, а это как раз и имеет место на ранней стадии расширения Вселенной. Р. Альфер, Г. Гамов и Р. Герман (США) предполагали, что первичная субстанция, из которой образовались элементы (они называли ее *илем*), была нейтронным газом. Но вскоре было установлено, что все наблюдаемое количество тяжелых элементов может образоваться в недрах звезд в результате термоядерных реакций.

Другое дело — гелий. Наблюдения показывают, что на его долю приходится примерно 8 % атомов, тогда как водорода 92 %, и лишь один атом из тысячи принадлежит более тяжелому химическому элементу. Это отношение $\text{He}/\text{H} \approx 1/11$ подтверждается анализом химического состава звездных атмосфер, космических лучей и сопоставлением расчетов моделей звезд с их наблюдаемыми характеристиками.

Светимость нашей Галактики оценивается числом 10^{54} эрг/с. Если возраст Галактики 10^{10} лет, то при ее

постоянной светимости за это время выделилось $3 \cdot 10^{61}$ эрг. При образовании одного ядра гелия выделяется энергия $2,5 \cdot 10^{-5}$ эрг. Следовательно, за время существования галактики в ней образовалось 10^{66} альфа-частиц. При массе частицы $6,67 \cdot 10^{-24}$ г это составляет $7 \cdot 10^{42}$ г. Масса Галактики равна $4 \cdot 10^{44}$ г. Таким образом, к настоящему времени отношение He/H могло бы быть $7/400 \approx 1/57$ по массе или около $1/230$ по числу атомов. А это в 20 раз меньше наблюдаемого!

Уже установлено, что исходя из модели горячей Вселенной можно получить превосходное согласие наблюдаемого отношения He/H с расчетным. В горячей модели на начальной стадии расширения происходят взаимные превращения элементарных частиц и термоядерные реакции. Сначала (при $t \leq 0,01$ с), когда температура очень высока, вещество состоит на 50 % из нейтронов и на 50 % из протонов. Благодаря присутствию электронов и позитронов, нейтрино и антинейтрино происходит непрерывное превращение нейтронов n в протоны p , и наоборот, по схеме



В процессе охлаждения относительное число протонов за первые 10 с увеличивается (за счет нейтронов).

Далее начинается образование дейтерия D, трития T, изотопа ³He и, наконец, ⁴He. Все ядерные превращения практически заканчиваются через 100 с от начала расширения. Водорода остается (по числу ядер) около 90 %, гелия образуется около 9 %, остальное приходится на другие химические элементы. По весу водород составляет около 70 %, гелий — 30 %. Это и есть химический состав вещества к началу формирования галактик и звезд (рис. 162).

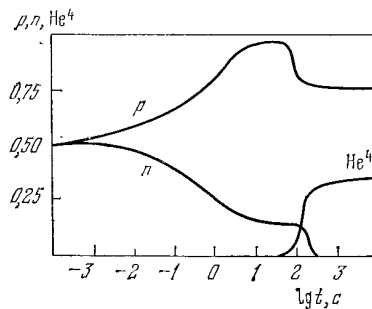


Рис. 162. Зависимость числа протонов p , нейтронов n и гелия-4 (⁴He) от времени на ранней стадии расширения Вселенной

Для большей наглядности раннюю стадию развития Вселенной на фридмановском этапе расширения делят на несколько «эр». Первая из них — «адронная эра» (эра тяжелых частиц и мезонов). Она соответствует времени $t < 0,0001$ с, когда плотность $\rho > 10^{14}$ г/см³ и температура $T \geq 10^{12}$ К. Основную роль в это время играет излучение (рис. 163). В конце этого промежутка

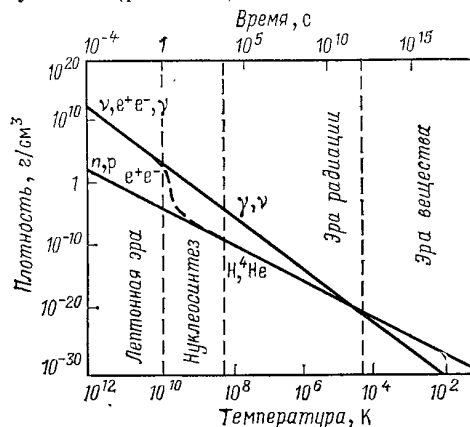


Рис. 163. «Температурная история» Вселенной согласно схеме Большого взрыва

тяжелые частицы аннигилируют с античастицами, остается лишь небольшой избыток привычного для нас вещества, в котором протон имеет положительный заряд.

Далее идет «лептонная эра»: температура 10^{10} К $< T < 10^{12}$ К, плотность $10^4 < \rho < 10^{14}$ г/см³; продолжалась она в интервале времени $0,0001 < t < 10$ с. В это время основную роль играют легкие частицы — электроны и позитроны, нейтрино и антинейтрино, принимающие участие в превращениях протонов и нейтронов. Заканчивается эта эра аннигиляцией электронно-позитронных пар.

В начале «эры радиации» ($3000 < T < 10^{10}$ К, плотность $10^{-21} < \rho < 10^4$ г/см³) главную роль играет излучение, образуется гелий. В конце этого промежутка наступает рекомбинация электронов с протонами, а основная роль в определении физических свойств Вселенной начинает принадлежать веществу.

И, наконец, «звездная эра» или «эра вещества», наступающая при $t \approx 1$ млн. лет. При этом $T \approx 3000$ К,

$\rho \approx 10^{-21}$ г/см³. В это время и начинается сложный процесс формирования протозвезд и протогалактик.

К чему ведет «антропный принцип»? На протяжении многих столетий человечество постепенно освобождалось от антропоцентрического взгляда на строение мира, согласно которому Земля (потом Солнце, наша Галактика) является центром мироздания. Но изгнанный в дверь, он вновь и вновь возвращался через окно...

В самом деле, как отметил И. Л. Розенталь (СССР), структура наблюдаемой нами Вселенной «устроена так хрупко, что малейшие изменения действующих в ней закономерностей приводят к катастрофическим последствиям». Но все как будто подстроено так, чтобы развитие всех возможных процессов привело к появлению на Земле разнообразных форм жизни вплоть до человека, способного постигать и раскрывать тайны окружающей его Вселенной.

Вот первый пример. Как отмечает И. Л. Розенталь, если бы масса электрона была всего в три с небольшим раза больше наблюдаемой, то водорода как такового не существовало бы — произошел бы его коллапс с образованием нейтронов и нейтрино. И в дальнейшем в мире не было бы никаких химических элементов или сложных ядер.

Далее. Если бы разность масс нейтрона и протона $\Delta m = m_n - m_p$ была всего вдвое больше, дейтрон был бы нестабильным. Поэтому и синтез гелия и более тяжелых элементов стал бы невозможным.

И еще. Если бы сила взаимодействия между двумя барионами была всего на 10 % больше, то все существовавшие протоны по схеме ${}^1\text{H} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^2\text{He} + \gamma$ образовали бы изотопы ядра гелия. Не было бы ни воды, ни, конечно, жизни. К тому же оказались бы невозможными все реакции образования химических элементов, более сложных, чем ${}^4\text{He}$.

Наконец, лишь в трехмерном пространстве возможно существование планетных систем...

Из всего сказанного И. С. Шкловский сделал следующий вывод: Наблюдаемая нами Вселенная не единственная, скорее всего существует бесконечное множество различных строго изолированных вселенных, каждая со своим набором констант взаимодействия и фундаментальных чисел. Согласно предположению И. Л. Розенталя, в многомерном фоновом континууме

Минковского из-за некоторой неустойчивости возникают «закрытые» вселенные с размерностями больше трех. В процессе эволюции размерности этих вселенных могут уменьшаться, отдельные координаты («измерения») свертываются, как бы отсыхают...

Можно упомянуть и высказанное М. А. Марковым предположение о том, что огромное скопление галактик, в которое входит и наша Галактика, с точки зрения внешнего наблюдателя, может выглядеть лишь фридмоном — частицей микроскопической массы и размеров. Ведь общая теория относительности вполне допускает существование «закрытых» или «почти закрытых» вселенных...

Таким образом, не исключено, что Мир состоит из большого количества вселенных, одна из которых — наша. Выражаясь языком геометрии, говорят, что Мир может представлять собой разветвленное многосвязное многообразие. Подробнее эти вопросы обсуждены в книге Маркова М. А. О природе материи. — М.: Наука, 1976 и в статье Зельдовича Я. Б. УФН, 1977, т. 123, вып. 3.

Тайны галактик и квазаров

Критерий гравитационной неустойчивости. При построении космологических моделей обычно исходят из представления о том, что Вселенная является однородной. Наблюдения же говорят о противоположном: вещество сконцентрировано в звездах, звезды объединяются в большие комплексы — галактики и галактические скопления. Например, в нашей Галактике в диффузном состоянии находится всего около 3 % вещества.

Каким же образом происходит фрагментация вещества в однородной Вселенной? Как образовались галактические скопления и сами галактики?

Еще в 1902 г. Дж. Х. Джинс (1877—1946) путем математического анализа показал, что бесконечно протяженное облако не может находиться в равновесии долгое время. Под действием силы тяготения оно неминуемо распадается на отдельные сгустки. В частности, для одномерной среды (столбик газа бесконечной протяженности), имеющей плотность ρ и температуру T , характерный масштаб гравитационной неустойчивости

равен

$$\lambda_J = \sqrt{\frac{\pi a^2}{G\rho}} = \sqrt{\frac{5\pi AT}{3G\rho}}, \quad (10.30)$$

где a — скорость звука, A — газовая постоянная.

Сущность этого «критерия Джинса» заключается в следующем. Если через среду проходит возмущение (звуковая волна), то в ней образуются сгущения и разрежения. Если длина волны $\lambda < \lambda_J$, то силы давления не в состоянии возратить частицы среды в первоначальное состояние. Образовавшееся сгущение действует как зародыш конденсации, которая и притягивает к себе окружающее ее вещество.

В случае трехмерной среды в результате такого распада образуются сгущения с первоначальным объемом λ_J^3 и массой

$$\mathcal{M} = \lambda_J^3 \rho = \sqrt{\left(\frac{5\pi AT}{3G}\right)^3 \frac{1}{\rho}} = 2,6 \cdot 10^{-10} \mathcal{M}_\odot \sqrt{\frac{T^3}{\rho}}. \quad (10.31)$$

Отсюда следует, что сгущение определенной массы может формироваться лишь при определенном соотношении между величинами T и ρ . Если, например, догалактическое вещество имело плотность $\rho = 10^{-24}$ г/см³ (это средняя плотность Галактики), то лишь при $T = 10^6$ К в нем могло бы образоваться сгущение с массой $\mathcal{M} \approx 10^{11} \mathcal{M}_\odot$. При меньшей температуре сгущения будут иметь соответственно меньшую массу.

Исходя из критерия гравитационной неустойчивости Джинса, нетрудно описать и дальнейшую судьбу такого сгущения. Под действием силы тяжести происходило бы его сжатие, причем продолжительность этого процесса определяется начальной плотностью среды, как это следует из формулы (6.3). Конденсация массы типа Галактики происходит на протяжении $t \approx 10^{15}$ с $\approx 10^8$ лет. При этом произошло деление этого сгущения на отдельные конденсации с массой $10^5 - 10^6 \mathcal{M}_\odot$. Их дальнейшее сжатие сопровождалось быстрым охлаждением. Так из (10.31) следует, что сгущение с массой $\mathcal{M} = 1 \mathcal{M}_\odot$ могло сформироваться при $\rho = 10^{-10}$ г/см³, если $T = 10^3$ К.

Однако в этой схеме не учитывалось общее космологическое расширение Вселенной, при котором плотность и температура в каждый момент времени определяются уравнениями (10.24) и (10.29). В самом деле, средняя плотность Галактики $\rho \approx 10^{-24}$ г/см³ достигается в горячей модели при $t = 7 \cdot 10^{14}$ с $= 2 \cdot 10^7$ лет. А из

(10.29) следует, что в этот момент температура вещества будет не 10^6 К, а всего 500 К. Другими словами, если сгущения образуются в момент $t \approx 10^7$ лет, то максимальная их масса не может превышать $10^6 M_\odot$, что значительно меньше массы Галактики.

На ранней стадии расширения при $t < 10^6$ лет скорость звука $a = \frac{c}{\sqrt{3}}$ и масса сгущений могла бы быть

сколь угодно велика. Но в данном случае излучение как бы стремится сгладить эти неоднородности. Поэтому если даже на этом этапе неоднородности плотности и возникают, то окончательный процесс фрагментации вещества на галактики все же станет эффективным лишь с момента $t \geq t_* = 10^6$ лет, когда наступает рекомбинация электронов с протонами, а взаимодействие вещества с излучением практически прекращается.

Проблема протогалактик. Вопрос о происхождении галактик и квазаров является одним из наиболее сложных в астрономии. Это и не удивительно. Ведь весь огромный и многообразный мир галактик был открыт астрономами буквально в наши дни. Можно сказать, что изучение структуры галактик, процессов, происходящих в них, лишь начинается. Поэтому любая из предложенных ныне схем эволюции галактик может в конечном итоге оказаться слишком упрощенной, не отражающей всего комплекса явлений, разыгрывающихся в безбрежном космическом пространстве. Но такова логика развития науки.

Существующие сегодня представления о ранних стадиях развития галактик можно коротко охарактеризовать так. В теории *адиабатических возмущений*, которую развивает Я. Б. Зельдович и его школа, предполагается, что в однородной и изотропной расширяющейся Вселенной возникают бесконечно малые адиабатические возмущения (неоднородности плотности вещества), которые в процессе расширения Вселенной усиливаются. Нарастание неоднородностей приводит к образованию мощных ударных волн, сжимающих газ в плотные газовые облака с массой $10^{13} - 10^{15} M_\odot$. Позже эти облака в результате охлаждения и гравитационной неустойчивости распадаются на отдельные сгустки — галактики и звездные скопления. В рамках этой теории квазары могут возникать в то же время, что и галактики, и могут представлять собой ядра галактик.

Согласно гипотезе «фотонных вихрей» (Л. М. Озерной, А. Д. Чернин (СССР)) на ранней стадии расширения вещество Вселенной находилось в турбулентном состоянии: излучение вместе с плазмой образовывало огромные «фотонные вихри». До тех пор, пока $t < t_*$, скорость вихревых движений является дозвуковой, поэтому вихри создают относительно небольшие неоднородности плотности. При $t = t_*$ происходит рекомбинация, скорость звука уменьшается в $10^4 - 10^5$ раз, а вихревые движения переходят в сверхзвуковую стадию. Это благоприятствует развитию неоднородностей плотности, которые частично разрушаются и возникают в других местах.

Но если на первичной стадии расширения Вселенной возникали те или иные неоднородности (будь то адиабатические возмущения или вихревые движения), с которыми связано происхождение галактик и их скоплений, то от них неминуемо должен был бы остаться «след». Точнее, в распределении реликтового радиоизлучения существовали бы флуктуации радифона. Тщательный анализ наблюдений показал, однако, что если они и есть, то очень малые, так что $\frac{\Delta T}{T} < 10^{-5}$.

А это не согласуется ни с одной из существующих теорий образования галактик.

Ситуация как будто несколько проясняется, если принять во внимание, что нейтрино имеют массу покоя, что они на ранней стадии расширения Вселенной двигались со скоростями, близкими к скорости света c и как бы «сглаживали» возникающие неоднородности. Лишь спустя 300 лет после начала расширения эти скорости становятся гораздо меньше c , происходит распад нейтринной среды на отдельные облака, в которых нейтрино удерживаются их суммарным полем тяготения. Далее, спустя около миллиона лет в упомянутых облаках происходят процессы образования сгущений уже охладившегося газа. По-видимому, вполне может реализоваться уже описанный выше сценарий теории адиабатических возмущений, однако при массах скоплений около $3 \cdot 10^{13} M_\odot$.

Как первую, так и вторую гипотезу можно называть конденсационной: в обоих случаях галактики образуются в результате сжатия (конденсации) газовых сгустков. Противоположные взгляды высказывает В. А. Амбарцумян. Он придерживается той точки зрения, что

новые галактики и спиральные рукава возникают за счет вещества, заключенного в ядрах галактик, в которых наряду со звездным населением должны содержаться значительные массы дозвездного вещества. В рамках этой гипотезы квазары могут быть оголенными ядрами, представлять собой начальную стадию развития галактик. Все, кто занимается проблемами возникновения галактик, согласны с тем, что сегодня сделаны лишь первые шаги в изучении этого грандиозного процесса...

Спиральная структура галактик. Спиральная структура характерна для большинства галактик, разбросанных по необъятным просторам Вселенной. Но как возникают спирали? И почему этот спиральный узор сохраняется в процессе вращения галактики?

Эти вопросы казались настолько сложными, что вынудили Джинса в 1928 г. прийти к следующему выводу: «Каждая неудача при попытках понять происхождение спиральных ветвей делает все более и более трудным делом противостоять подозрению, что в спиральных туманностях действуют совершенно не известные нам силы, быть может, отражающие новые и неожиданные метрические свойства пространства. Предположение, которое настоятельно возникает, состоит в том, что центры туманностей имеют характер «сингулярных точек». В этих точках материя втекает в наш мир из некоторого иного и совершенно постороннего пространства. Тем самым обитателю нашего мира сингулярные точки представляются местами, где непрерывно рождается материя».

За последние 40 лет было высказано много самых разнообразных гипотез, имеющих целью объяснить существование спиральных ветвей галактик. Например, их возникновение связывалось с гигантскими взрывами в ядрах галактик, со сжатием в трубку первоначального магнитного поля галактики или же, следуя Джинсу, — с «рождением» вещества в ядрах и последующим истечением его из центра галактик. Сегодня большой популярностью пользуется волновая теория, предложенная Б. Линдбладом (1895—1965) (Швеция), К. Лином и Ф. Шу (США). Согласно этой теории спиральные ветви галактик являются *волнами плотности*, распространяющимися по галактическому диску.

Мы уже видели выше, что если в однородном протяженном газовом облаке распространяются звуковые волны, то при длине волны $\lambda > \lambda_1$ происходит распад об-

лака на отдельные сгустки. Причиной этого является то, что сила гравитационного притяжения в области сжатия превышает величину упругой силы, определяющей сжатие и расширение газа в волне. В однородной звездной системе роль упругости газового давления играет ее вращение. Ведь каждая звезда обращается по определенной орбите вокруг центра системы. И как только происходит смещение звезды, появляется «упругая» сила, стремящаяся возвратить звезду на первоначальную орбиту. Это происходит всегда, если только центробежная сила на новой орбите меньше, чем центробежная сила равновесных орбит на том же расстоянии.

Предположим, что на каждом расстоянии r от центра звездной системы дисперсия скоростей звезд меньше некоторого предела, играющего роль скорости звука a в формуле (10.30). В этом случае вращающаяся звездная система будет неустойчивой по отношению к волнам плотности, исходящим из центра. В системе образуются спирали. И несмотря на то, что каждая из звезд движется по своей собственной орбите, спиральный узор будет обладать «твердотельным» вращением и сохраняться на протяжении многих оборотов системы.

На некотором расстоянии от центра Галактики r_k , называемом *радиусом коротации*, скорости вращения вещества и волны равны друг другу. На расстояниях же $r < r_k$ звезды и газ движутся быстрее волны плотности. При столкновении газа с уже имеющимся в спиральном рукаве веществом возникает ударная волна, на фронте которой плотность существенно увеличивается. Благодаря этому возрастает и скорость звездообразования, причем в итоге молодые звезды будут сосредоточены с внутренней стороны спирального рукава. Со временем они, старея, медленно передвигаются к его внешнему краю. Однако при $r \approx r_k$ звездообразование со спиральными рукавами практически не связано.

В настоящее время уже проведено моделирование звездных систем, состоящих из большого (до 200 000) числа материальных точек, взаимодействующих между собой по закону Ньютона. Такие расчеты представляют собой нелегкую задачу, ведь с увеличением числа точек N объем вычислений растет как N^4 .

Чтобы избежать «проблемы N тел» в целом, вращающийся плоский диск разбивается на $n \times n = n^2$ ячеек. Далее определяется потенциал в центрах ячеек, а движение материальных точек рассчитывается с учетом

значения потенциала лишь в четырех соседних ячейках. Как только найдено новое значение плотности (распределение «звезд» по ячейкам), расчеты повторяются сначала.

В расчетах Р. Миллера, К. Прендергаста и У. Квирка (США) было принято, что система материальных точек состоит из двух подсистем. Первая из них — «газовые облака» — имитировала образование звезд. Предполагалось, что как только два «облака» оказываются в одной пространственной ячейке (было принято $n = 256$), они здесь сталкиваются, причем их энергия высвечивается, а сами «облака» превращаются в представителей другой подсистемы — в «звезды».

В результате расчетов была получена спиральная структура, весьма сходная с наблюдаемой у многих галактик. Примечательно, что спирали определяются именно «облаками», тогда как у «звезд» структура выражена очень слабо. Другим, не менее интересным выводом является то, что эта спиральная структура полностью согласуется с представлениями волновой теории: каждая точка в отдельности движется через узор, который вращается медленнее, чем «газ».

На основании этих расчетов можно также сделать вывод, что сами газовые облака, существующие в галактиках, рождаются в волне сжатия газа, возникающей под действием спиральной волны. Поэтому спиральные волны могут быть мощными катализаторами процесса образования звезд.

К сожалению, пока остается неясным, как возбуждаются в реальных галактиках спиральные волны плотности, какова природа механизма «подкачки» энергии этих волн, без действия которого спирали должны исчезнуть после нескольких оборотов системы. Согласно модели, разработанной Л. С. Марочником и А. А. Сучковым (СССР), источником возбуждения волн плотности является небольшое отклонение от осевой симметрии близ центра Галактики, признаки которого действительно наблюдаются.

Поиски ответов на вопросы о путях эволюции галактик и квазаров, всей наблюдаемой Вселенной продолжаются.

Страницы из жизни звезд

Отдельные вопросы эволюции звезд уже обсуждены в гл. 7. Здесь нам осталось лишь указать временные

масштабы некоторых наиболее надежно установленных этапов звездной эволюции.

Фаза гравитационного сжатия. На протяжении последних ста лет астрономы все больше утверждались во мнении, что звезды образуются в результате гравитационной конденсации протяженных газовых облаков, т. е. их сжатия под действием силы тяжести.

Как отмечалось в гл. 6, в процессе сжатия облака часть освобожденной гравитационной энергии излучается, часть идет на разогрев звезды. И вот температура в центре звезды превысила 8 миллионов кельвинов. Ядра атомов водорода — протоны — движутся столь быстро, что благодаря «туннельному эффекту» образуют дейтроны. Еще несколько реакций — и цикл «сгорания» водорода, превращения его в гелий, замкнулся.

Выделение термоядерной энергии приводит к все усиливающемуся разогреву глубоких недр звезды. Давление газа здесь существенно возрастает, поэтому дальнейшее сжатие звезды приостанавливается. Это и есть момент выхода звезды на главную последовательность.

Изменение радиуса, поверхностной температуры и светимости звезды в процессе эволюции рассчитывается сейчас с помощью электронных вычислительных машин. Эти расчеты удобно изображать графически на диаграмме спектр — светимость.

В 50-х годах предполагалось, что эволюционная кривая, описываемая звездой на этой диаграмме, начинается в дальнем правом нижнем углу этой диаграммы, что светимость протозвезды медленно и непрерывно увеличивается вплоть до выхода на главную последовательность. При этом имелось в виду, что в процессе гравитационного сжатия звезды перенос энергии в ней осуществляется только лучеиспусканием.

Но в 1961 г. Ч. Хаяши (Япония) показал, что на самом деле в сжимающейся протозвезде энергия переносится не лучеиспусканием, а конвекцией. Учет этого обстоятельства существенно изменил характер эволюционных треков протозвезд — направлений их выхода на главную последовательность. Последующие исследования внесли в эту схему еще много интересных уточнений. Сегодня процесс формирования звезды типа Солнца по результатам проведенных в 1980 г. расчетов С. Шталера, Ф. Шу и Р. Таама выглядят следующим образом.

Первичное газопылевое облако, из которого формируется звезда, имеет начальную температуру около 50 К, плотность — около 10^{-20} г/см³ и является прозрачным для излучения. Поэтому вначале процесс сжатия облака происходит со скоростью свободного падения, а само время сжатия можно оценить по формуле типа (6.3), так что время, за которое радиус протозвезды уменьшается вдвое, равно

$$t_1 \approx \sqrt{\frac{2R^3}{GM}} \approx \frac{1}{\sqrt{2G\rho}}.$$

Как видно, определяющим при оценке времени сжатия облака является начальное значение плотности, так как в дальнейшем сжатие происходит во все ускоряющемся темпе. При средней плотности в области звездообразования в Галактике $\rho \approx 10^{-20}$ г/см³ имеем $t_1 \approx 1$ млн. лет.

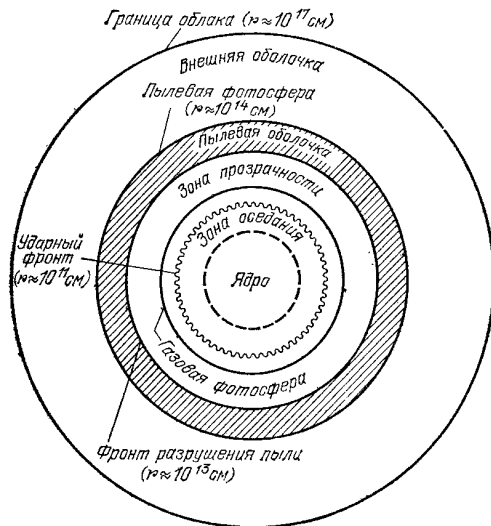


Рис. 164. Схематическое изображение структуры сжимающегося протозвездного облака

В процессе сжатия облака происходит довольно быстрое увеличение плотности и температуры в его центральной части. Так образуется ядро протозвезды (рис. 164), окруженное сравнительно тонким слоем оседающего на него вещества — зоной оседания. Выше располагается стоячая ударная волна, при соударении с

которой происходит резкое торможение и нагревание падающего вниз вещества. Освобождающаяся при этом энергия излучается наружу. При начальном радиусе облака в 10^{17} см радиус ударного фронта близок к 10^{11} см. Из расчетов следует, что масса ядра протозвезды увеличивается со скоростью примерно $10^{-3} M_{\odot}$ в год. В итоге через 1000 лет после образования ядра протозвезды его масса равна уже $0,01 M_{\odot}$, а радиус — $3,45 R_{\odot}$.

С ростом массы ядра температура в нем постепенно увеличивается, и через 20 000 лет от начала сжатия она уже превысит 10^6 К. С этого момента в ядре начинается «выгорание» дейтерия, его превращение в гелий. Перенос освобождающейся энергии во внешние слои ядра осуществляется конвекцией. Через 50 000 лет после начала формирования звезда почти целиком охвачена конвекцией, за исключением ее центральной части, масса которой составляет $0,03 M_{\odot}$.

У самого фронта ударной волны образуется газовая фотосфера. Однако ее излучение экранируется плотной газопылевой оболочкой, вещество которой, ускоряясь, падает к центру протозвезды. Под действием излучения газовой фотосферы на расстоянии примерно 10^{13} см от центра образуется фронт разрушения пыли; здесь температура вещества равна примерно 2000 К. Движущаяся вниз оболочка прогревается идущим изнутри потоком излучения, ее внешний край радиусом $r \approx 10^{14}$ см образует своеобразную пылевую фотосферу, которая и излучает кванты инфракрасного диапазона. Ее эффективная температура спустя 1000 лет после образования ядра — 116 К, через 100 000 лет, когда масса ядра достигает величины массы Солнца, она равна уже 414 К. Именно излучение этой внешней пылевой фотосферы и регистрируется методами инфракрасной астрономии на протяжении более чем 500 000 лет с момента начала формирования звезды типа Солнца.

Изменение эффективной температуры $T_{\text{эф}}$ и светимости L пылевой и газовой фотосферы протосолнца показано на рис. 165. Числа, стоящие рядом с точками у правой кривой, указывают время, истекшее с момента образования ядра величиной в $0,01 M_{\odot}$, в единицах 10^4 лет. Из расчетов С. Шталера, Ф. Шу и Р. Таама следует, что масса зарождающейся звезды достигает величины $1 M_{\odot}$ при $R = 4,72 R_{\odot}$, $L = 66 L_{\odot}$, $T_{\text{эф}} = 720$ К по истечении 100 000 лет. К этому моменту аккреция

Далее происходит медленная перестройка внутренних слоев звезды, горение изотопов лития, бериллия и бора, звезда через следующие 16 млн. лет уже оказывается в точке *C*. В это время температура в центре ядра достигает величины $14 \cdot 10^6$ К и начинаются реакции превращения водорода в гелий. Но перестройка звезды еще не завершилась, и лишь спустя еще 25 млн. лет, в точке *Z* звезда (Солнце) выходит на начальную главную последовательность.

$$t_2 \approx 50 \frac{M^2}{RL} \text{ млн. лет,} \quad (10.32)$$

Конечно, истинные траектории, описываемые звездами на диаграмме спектр — светимость, могут несколько отличаться от описанных выше. Ведь все еще существуют определенные сомнения в выборе «математического языка», которым описывается перенос энергии конвекцией, в выборе длины пути перемешивания и т. д. До сих пор еще не установлено окончательно, как влияет на эволюционный трек звезды ее вращение вокруг оси, а также магнитное поле, пронизывающее облако. Тем не менее результаты изложенных здесь расчетов позволяют со всей уверенностью утверждать, что многие наблюдаемые инфракрасные и мазерные источники — это звезды, рождающиеся буквально у нас на глазах...

Figure 1 is a plot of reduced viscosity η_{sp}/c versus the logarithm of the shear rate $\lg \dot{\tau}$. The y-axis ranges from 0 to 4, and the x-axis ranges from 3.5 to 4.5. Multiple curves are shown for different concentrations of polyisobutylene in benzene: 0.05, 0.15, 0.58, 2.5, 6.8, 18.2, 28.5, 50.2, 125, 150, 3.0, 2.23, 1.5, 0.5, and 155.0 g/100g. A dashed line connects the points at the highest shear rates for each concentration, showing a linear decrease in η_{sp}/c with $\lg \dot{\tau}$.

Рис. 166. Эволюционные пути протозвезд разной массы до момента выхода на главную последовательность; справа у трекров указаны массы звезд, слева — возраст в млн. лет

объект Беклина — Нейгебауэра, поглощение света в оболочке которого оценивается в 30^m . Здесь же расположен источник инфракрасного излучения — объект Клейнманна — Лоу, являющийся, как полагают, зарождающейся системой звезд типа Трапеции.

Своеобразными индикаторами процессов звездообразования могут быть также объекты Хербига — Аро, которых сегодня известно более 100. Масса этих небольших эмиссионных туманностей в сотни тысяч и даже миллионы раз меньше массы Солнца. По-видимому, это остатки плотных околозвездных оболочек, сброшенных с массивных молодых звезд под действием светового давления или звездным ветром и «разбитых» на отдельные фрагменты при их соударении с плотными массами межзвездной среды.

Уход с главной последовательности. Геометрическое место точек, описывающих положение звезд разной массы на диаграмме спектр — светимость после окончания их гравитационного сжатия, называется главной последовательностью «нулевого возраста». Этим как бы подчеркивается, что «настоящая» жизнь звезды начинается лишь с того момента, когда она приобретает способность «сжигать» водород. Но так как начальный химический состав различных звезд (содержание в них отдельных тяжелых химических элементов) неодинаков, то эта последовательность уже в самом начале несколько «размазана».

В 1942 г. М. Шенберг и С. Чандрасекар (США) установили, что звезда находится на главной последовательности до тех пор, пока в центре звезды не образуется гелиевое ядро с массой 10—12 % массы Солнца. Время, за которое звезда достигает этого предела Шенберга — Чандрасекара (т. е. время пребывания на главной последовательности), оценивается формулой

$$t_3 \approx 10^{10} \frac{M}{L} \approx \frac{10^{10}}{M^3} \text{ лет}, \quad (10.33)$$

где учтено, что светимость звезды главной последовательности пропорциональна четвертой степени ее массы, а M и L выражены в солнечных единицах.

Для Солнца время пребывания на главной последовательности составляет около десяти миллиардов лет, для звезды с массой $10M_{\odot}$ — всего 10 миллионов лет.

А теперь несколько слов о том, как проводятся расчеты эволюции звезд, как определяются временные

интервалы, о которых мы будем упоминать дальше. Сначала рассчитывается модель звезды с заданными значениями массы M , радиуса R_0 , светимости L_0 и химического состава μ_0 . Далее оценивается, сколько водорода (а позже — других элементов) «выгорает» за определенный, принятый промежуток времени Δt (выделенная энергия равна $Q = L_0 \Delta t$) и как при этом изменится молекулярная масса μ вещества звездных недр. По найденному таким образом значению параметра μ рассчитывают новую модель звезды. При этом обнаружится, что на самом деле светимость и радиус звезды уже несколько отличаются от начальных. Эти новые данные вводят в расчеты еще раз (учитывая, в

частности, что $Q = \frac{L_0 + L_1}{2} \Delta t$) и находят уточненные значения параметров звезды. Именно так, после нескольких приближений, получают «сбалансированную» модель звезды. Возраст новой модели и будет на величину Δt больше возраста предыдущей. Далее делается следующий шаг по времени. После таких расчетов, которые под силу лишь электронно-вычислительной машине, получают эволюционную последовательность моделей звезды заданной массы и, в частности, временные интервалы пребывания звезды на том или другом характерном этапе.

Вот что рассказывают эти расчеты о судьбах звезд, имеющих различные массы. Звезды, массы которых меньше $M_{\odot}$, пребывают на главной последовательности больше 10 млрд. лет, и это обстоятельство делает их «мало интересными», ведь их возраст оказывается больше возраста Галактики. Значительно интереснее судьба звезды с массой от 1 до $1,5M_{\odot}$. После достижения предела Шенберга — Чандрасекара ядро звезды сравнительно быстро (за время, меньше одного миллиона лет) сжимается до плотности порядка 10^6 г/см³ и размеров $0,01 R_{\odot}$, а оболочка расширяется. Это произойдет и с Солнцем примерно через пять миллиардов лет. Сначала оно превратится в красного гиганта, после чего на протяжении нескольких десятков тысяч лет его оболочка (это будет уже планетарная туманность) плавно пройдет через орбиту Земли, и на месте Солнца останется звезда белый карлик. В первый момент температура на поверхности Земли увеличится до 700—1000 К, чтобы позже уменьшаться до абсолютного нуля.

Иначе выглядит дальнейшая судьба звезд, масса которых больше $1,5M_{\odot}$. В данном случае при сжатии более массивного ядра температура в нем достигает сотен миллионов и миллиардов градусов. В каждом конкретном случае максимальная температура, достигаемая в центре звезды в процессе ее эволюции, равна

$$T_c = 4 \cdot 10^8 \mu^2 \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{1/3}. \quad (10.34)$$

Так, если масса звезды равна $2M_{\odot}$, а молекулярная масса $\mu = 1,3$ (чисто гелиевое ядро), то температура в центре звезды достигает 1,7 млрд. кельвинов. В ядре такой звезды возможны термоядерные реакции вплоть до образования кремния.

Но этот предел температуры достигается *постепенно*, в процессе эволюции звезды. И как только температура в центре звезды достигает одного миллиарда градусов, здесь становятся весьма эффективными процессы образования пар нейтрино-антинейтрино, которые уносят из недр звезды большое количество энергии. Это приводит ко все ускоряющемуся сжатию звезды, заканчивающемуся катастрофическим сжатием ядра, вспышкой сверхновой и образованием нейтронной звезды или черной дыры.

Расчетная «развертка» во времени этих процессов уже получена. Пример таких расчетов мы приводим на рис. 167, где цифрами отмечены важные «поворотные пункты» в биографии звезды. Вот их перечень и продолжительность эволюции между двумя точками (в миллионах лет) для звезды $M = 5M_{\odot}$ по данным И. Ибена (США):

(1—2) — горение водорода в ядре — 644, (2—3) — общее сжатие звезды — 2,2, (3—4) — горение водорода в слоистом источнике — 1,34, (4—5) — расширение конвективной оболочки — 0,8, (5—6) — фаза красного гиганта — 0,5, (6—7) — возгорание гелия в ядре — 6,0, (7—8) — исчезновение конвективной оболочки — 1,0, (8—9) — горение гелия в ядре — 9,0 (9—10) — вторичное расширение конвективной оболочки — 1,0 миллион лет. При $M = 9M_{\odot}$ приведенные здесь временные интервалы следует уменьшить примерно в три раза. Далее звезда делает еще один «зигзаг» на диаграмме спектр — светимость и быстро передвигается вверх в область сверхгигантов, к вынышке.

Таким образом, в процессе своей эволюции звезды «стремятся» сместиться на диаграмме спектр — светимость вправо вверх — они превращаются в красных гигантов и сверхгигантов. Но именно такими звездами и насыщены диаграммы шаровых скоплений (рис. 168).

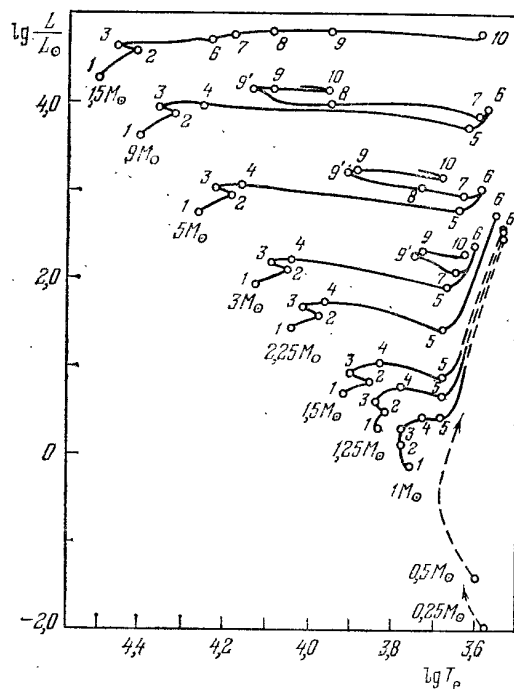


Рис. 167. Перемещение звезд на диаграмме спектр — светимость после выгорания водорода

Отсюда следует, что уже по внешнему виду диаграммы можно оценить возраст скопления, точнее, внешний вид диаграммы должен как-то указывать на возраст скопления.

И, наконец, было установлено, что звезда становится пульсирующей переменной именно на то время, когда она описывает петли (6—9) и (9—10). Численные результаты находятся в исплохом согласии с наблюдаемой населенностью «зоны неустойчивости», т. е. с количеством пульсирующих переменных звезд различных типов.

Все эти расчеты относятся к эволюции звезд-одиночек, причем в предположении, что их масса остается постоянной во времени. Но так ли это? Ведь известно, что с поверхностей звезд типа Вольфа — Райе интенсивно, со скоростями порядка 1000 км/с, истекают газовые потоки мощностью около $10^{-4} - 10^{-5}$ масс Солнца в год. Средняя масса звезды Вольфа — Райе порядка

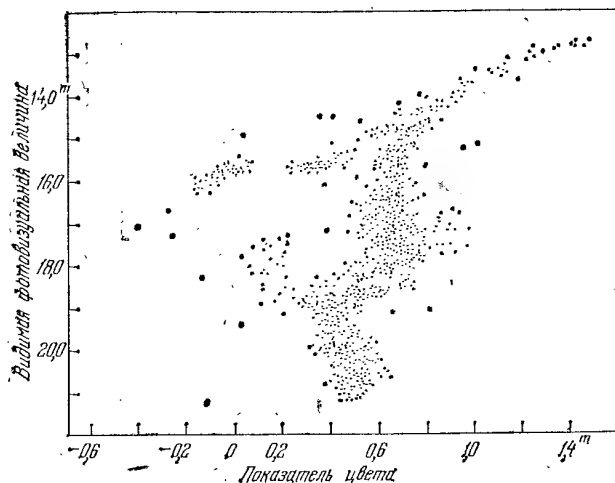


Рис. 168. Диаграмма цвет — величина шарового скопления

десяти масс Солнца. Отсюда следует, что масса такой звезды может существенно уменьшиться за несколько десятков тысяч лет. Из 164 известных звезд этого типа, находящихся в нашей Галактике, не менее 36 % являются тесными двойными системами.

Расчеты эволюции звезд, являющихся компонентами двойных систем, начаты совсем недавно. В качестве примера рассмотрим систему с массами компонент $M_1 = 5M_{\odot}$ и $M_2 = 4M_{\odot}$ и расстоянием между ними $a = 13,8R_{\odot}$. Вначале эволюция звезды, имеющей большую массу, идет так же, как у одиночной звезды. На стадии выгорания водорода в слоевом источнике более массивная звезда расширяется до внутренней поверхности Роша. Начинается перетекание массы ко второй звезде, причем за время всего около 400 000 лет масса первой уменьшается до $0,94M_{\odot}$. На диаграмме спектр — светимость первая звезда, описав «зигзаг», быстро переходит в область белых карликов. Вторая звезда уве-

личивает свою массу вдвое и передвигается вверх вдоль главной последовательности. После того как она, в свою очередь, заполнит свою полость Роша, начинается перетекание массы в обратную сторону, формирование диска вокруг белого карлика, его вспышка как новой. При больших исходных массах одна из компонент может вспыхнуть как сверхновая и на ее месте останется черная дыра или нейтронная звезда, обмен массой приведет к появлению источника рентгеновского излучения,

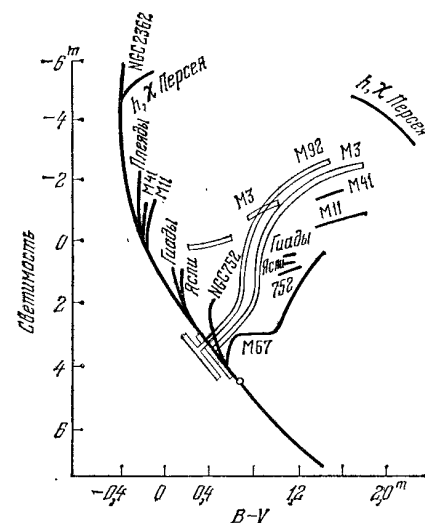


Рис. 169. Диаграмма цвет — светимость для рассеянных скоплений (темные линии) и шаровых скоплений (полосы, ограниченные тонкими линиями)

вокруг системы может образоваться общая оболочка. Все эти явления уже обсуждались выше.

Возраст звездных скоплений. В главе 6 были приведены данные о возрасте Земли, Луны и метеоритов, по которым можно судить о возрасте нашей планетной системы в целом. Но возраст Солнца как звезды мы должны получить, исходя из расчетов его эволюции. Известными в данном случае являются масса Солнца, его радиус, светимость и химический состав атмосферы в настоящее время.

Задача оказалась весьма не легкой. Если бы довериться «чистой теории», то возраст Солнца можно получить по крайней мере с точностью до... миллиарда лет.

Дело в том, что расчетный возраст сильно зависит от принятого исходного химического состава Солнца, от принятой длины пути перемешивания в его конвективной оболочке.

Очевидно, это же относится и ко всем «остальным солнцам». Все числа, приведенные выше, являются в значительной степени приближенными. Но разве сказанное выше свидетельствует о бессилии астрофизиков?

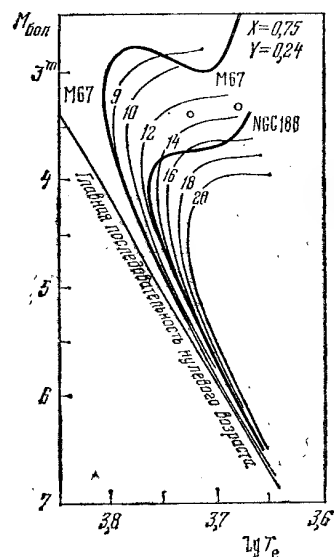


Рис. 170. Сопоставление линий одинакового возраста (изохрон) моделей с данными наблюдений для определения возраста звездных скоплений. Числа 9—20 — возраст в млрд. лет

ной последовательности), скопление в Персее несколько старше его (часть звезд уже перешла в область гигантов). В скоплении М 67 в область красных гигантов продвинулись уже звезды малых масс, поэтому его возраст, несомненно, больше всех других.

Но насколько? В качестве ответа на этот вопрос часто приводят рис. 170. Здесь нанесены светлые линии — *изохроны*, отмечающие положение звезд различных масс в определенных моменты времени, а также два

Вовсе нет! Ведь серьезные расчеты звездной эволюции начаты немногим больше 25 лет назад. И как раз весьма обнадеживающим и является тот факт, что сегодня уже известно, в чем заключаются трудности при таких расчетах.

Впрочем, сравнение различных звездных скоплений позволяет все же довольно уверенно говорить об их *относительном* возрасте. Так, на рис. 169 приведена сводная диаграмма цвет — светимость для девяти рассеянных и двух шаровых звездных скоплений (соответственно жирные и светлые линии). В свете сказанного об эволюции звезд и их передвижении на диаграмме спектр — светимость становится ясным, что скопление NGC 2362 является совсем молодым (практически все его звезды лежат на глав-

наиболее старых рассеянных скопления — М 67 и NGC 188. Создается впечатление, что возраст последнего составляет около 15 млрд. лет. Здесь же указано положение двух звезд — μ Геркулеса А (левый кружочек) и δ Эридана (правый кружочек), которым согласно этой диаграмме следовало бы приписать возраст около 13 млрд. лет.

Следует, однако, иметь в виду, что рис. 170 составлен А. Сэндиджем путем экстраполяции к меньшим массам данных Ф. Хойла об эволюции одной звезды с массой $1,09 M_{\odot}$. Но для звезд малых масс весьма характерно присутствие протяженной конвективной оболочки. И мы уже неоднократно подчеркивали, что «математический язык», который используется сегодня для описания строения таких оболочек, скорости переноса энергии конвекцией, длины пути перемешивания и т. д., еще далек от совершенства. Не исключено поэтому, что на самом деле возраст «самого старого» рассеянного скопления NGC 188 вскоре окажется в полтора-два раза меньше, чем это принимается (впрочем, всегда с оговорками) в настоящее время.

Как возникла планетная семья?

На протяжении последних более чем трехсот лет, начиная от Рене Декарта (1596—1650), было высказано несколько десятков космогонических гипотез, в которых рассмотрены самые разнообразные варианты ранней истории Солнечной системы.

Говоря о далеких объектах Вселенной, астрономы обычно жалуются, что во многих случаях имеется слишком мало данных, чтобы осветить развитие объектов. Здесь же можно сказать, что все обстоит как раз наоборот — данных слишком много.

Теория, рассматривающая происхождение планетной системы, должна объяснить следующее: 1) почему орбиты всех планет лежат практически в плоскости солнечного экватора, 2) почему планеты движутся вокруг Солнца по орбитам, близким к круговым, 3) почему направление обращения вокруг Солнца одинаково для всех планет и совпадает с направлением вращения Солнца и собственным вращением планет (за исключением Венеры и Урана) вокруг осей, 4) почему 99,8 % массы Солнечной системы приходится на Солнце и лишь 0,2 % на планеты, тогда как планеты обладают

98 % момента количества движения всей Солнечной системы, 5) почему планеты делятся на две группы, резко различающиеся между собой средней плотностью?

Исторически первой гипотезой о происхождении планет была гипотеза Декарта (1644 г.). Декарт предположил, что все мировое пространство заполнено всепроникающей жидкостью, частицы которой находятся в вихреобразном движении. Каждая планета, по Декарту, как соломинка в водовороте, движется в собственном вихре. Так же он объяснял и движение планет по орбитам. «Обновленную» теорию вихрей использовали в планетной космогонии Тер Хаар (1938 г.) и К. Вейцекер (1944 г.).

В 1745 г. французский ученый Бюффон (1707—1788) высказал предположение, что планеты образовались из вещества, выброшенного из Солнца при его встрече с кометой. Гипотеза «встречи» Солнца с другим небесным телом — звездой пользовалась популярностью у многих ученых от Бикертонна (1878 г.) до Джинса (1916 г.).

Немецкий философ И. Кант (1724—1804) в своей книге «Всеобщая естественная история и теория неба» (1755 г.) развил гипотезу, согласно которой в начале мирового пространства было заполнено материей, находящейся в состоянии первозданного хаоса. Под действием двух сил — притяжения и отталкивания — материя со временем переходила в более организованные формы. Солнце и окружающие его планеты образовались в результате слипания пылинок первичного вещества.

Совершенно другая гипотеза была изложена в книге французского ученого Лапласа «Изложение системы мира», которая вышла в свет в 1796 г. По Лапласу, на ранней стадии своего развития Солнце представляло собой огромную медленно вращающуюся раскаленную туманность. Под действием силы тяжести протосолнце сжималось, а скорость его вращения все увеличивалась, поэтому оно приобретало сплюснутую форму. И как только на экваторе сила тяжести уравнивалась центробежной силой, от протосолнца отделялось гигантское кольцо, которое в дальнейшем охлаждалось и разрывалось на отдельные сгустки. Из них будто бы и формировалась планета. Такой отрыв колец от протосолнца, по Лапласу, происходил несколько раз. Анало-

гичным путем будто бы образовались и спутники планет.

В 1935 г. Г. Рессел предположил, что Солнце было двойной звездой. Одна из компонент будто бы была разорвана встречной звездой и образовала волокно, из которого позже сформировались планеты. Год спустя Р. Литлтон предположил, что Солнце было тройной звездой. Две из них будто бы столкнулись и удалились в межзвездное пространство, оставляя «строительный материал». В 1944 г. Ф. Хойл высказал предположение, что Солнце в свое время было двойной звездой, причем одна из них вспыхнула как сверхновая, сбросила газовую оболочку и оставила систему.

Как видно, гипотез действительно было высказано много. А все потому, что «каждая предыдущая» хорошо объясняла одну часть данных наблюдений и была совершенно беспомощной перед другой. В частности, гипотеза Лапласа, которая была очень популярной на протяжении ста лет, оказалась не в состоянии объяснить перераспределение момента количества движения между Солнцем и планетами. Оказалось, что Солнце вращается «слишком медленно». Другими словами, если бы все планеты упали на него, то скорость его вращения была бы все же недостаточной, чтобы могло происходить отделение колец. Кроме того, для этой и других гипотез, по которым планеты и их спутники образуются из горячего газа, «камнем преткновения» было следующее: из горячего газа планета сформироваться не может, так как этот газ очень быстро расширяется и рассеивается в пространстве.

При разработке космогонической гипотезы прежде всего необходимо решить вопрос: откуда взялось вещество, из которого со временем сформировались планеты? Здесь возможны три варианта:

1) планеты образуются из того же газа-пылевого облака, что и Солнце (Кант),

2) это облако было захвачено Солнцем при его обращении вокруг центра Галактики (О. Ю. Шмидт), и

3) оно отделилось от Солнца в процессе его эволюции (Лаплас, Джинс и др.).

Наиболее вероятным сегодня представляется первый вариант.

Большую роль в его разработке сыграли труды О. Ю. Шмидта (1891—1956), который был крупным математиком и дал математическое обоснование целому

ряду вопросов (например, распределение планет по расстояниям от Солнца, направление осевого вращения планет и др.). Работы О. Ю. Шмидта успешно продолжены в названном его именем Институте физики Земли Б. Ю. Левиным, В. С. Сафроновым, Е. Л. Рускол и многими другими.

Здесь мы нарисуем коротко общую схему развития нашей планетной системы, исходя из предположения, что планеты и Солнце образовались из одного и того же газо-пылевого облака. Предполагается, что около пяти миллиардов лет назад в протяженном газо-пылевом облаке, пронизанном магнитными силовыми линиями, образовалось сгущение — *протосолнце*, которое медленно сжималось. Другая часть облака с массой примерно в десять раз меньшей медленно вращалась вокруг него. В результате столкновений атомов, молекул и частиц пыли туманность постепенно сплющивалась и разогривалась. Так вокруг протосолнца образовался протяженный диск, пронизанный магнитными силовыми линиями. В значительной его части происходило интенсивное конвективно-турбулентное перемешивание вещества. Это благоприятствовало быстрому переносу энергии, освобождающейся при гравитационном сжатии облака, на бесконечность. В результате этого газо-пылевой диск существенно охлаждался.

Под действием частиц солнечного ветра, мощного ультрафиолетового излучения Солнца (прогревавшего газ «верхней» и «нижней» части диска до температуры несколько тысяч кельвинов и тем самым стимулировавшего диссипацию газа), а также светового давления легкие химические элементы водород и гелий «выметались» из близких окрестностей Солнца. И, наоборот, попадая на пылинки, световые лучи тормозили их движение вокруг Солнца. При этом пылевые частицы теряли свой орбитальный момент количества движения и приближались к Солнцу. Этот механизм торможения «работает» даже в случае, если размеры частицы достигают нескольких метров. В конечном итоге это все и привело к существенному различию в химическом составе планет, их разделению на две группы.

После достижения «критической» плотности пылевой диск, в соответствии с критерием гравитационной неустойчивости (10.30), распадался на отдельные сгущения. Далее в результате взаимных столкновений происходило слипание отдельных пылинок и образование твердых

тел, для которых американский геолог Т. Чемберлин еще в 1901 г. ввел название «планетезимали».

По оценкам В. С. Сафронова, превращение системы сгущений пыли в рой твердых тел продолжалось всего 10 000 лет на расстоянии Земли от Солнца и около 1 000 000 лет на расстоянии Юпитера. При этом масса планетезималей в области планет земной группы была значительно меньше, чем в области планет гигантов.

Все это время протосолнце проявляло очень высокую активность. При мощных вспышках оно выбрасывало потоки заряженных частиц, которые, двигаясь вдоль магнитных силовых линий, переносили момент количества движения от Солнца к протопланетному облаку. Кроме того, благодаря столкновениям высокоэнергичных легких частиц (протонов и нейтронов) с веществом протопланетного облака, происходили определенные ядерные реакции. Именно таким путем и образовался большой избыток легких химических элементов — лития, бериллия и бора, которых в земной коре и метеоритах значительно больше, чем в атмосфере Солнца.

В результате взаимных столкновений планетезималей происходил рост одних и дробление других. Со временем орбиты крупнейших из них приближались к круговым, а сами они превращались в зародыши планет, объединяя все окружающее вещество. Расчеты показывают, что рост Земли до современных размеров продолжался всего 100 млн. лет.

Выпадание отдельных сгущений на Землю и ее сжатие привели к постепенному разогреву ее недр. На момент формирования Земли температура в ее центре не превышала 800 К, на поверхности 300 К, а на глубине 300—500 км — около 1500 К. Со временем все большую роль здесь играли процессы радиоактивного распада, при которых выделялось значительное количество энергии. В результате этого отдельные области земных недр разогрелись до температуры плавления. Наступила продолжительная фаза гравитационной дифференциации вещества: тяжелые химические элементы и соединения опускались вниз, легкие — поднимались вверх. Этот начальный этап формирования земной коры продолжался около 1 млрд. лет.

На ранней стадии своего развития протоземля была окружена облаком небольших спутников, радиусы которых достигали 100 км. Со временем из них на расстоя-

нии около 10 земных радиусов (60 000 км) сформировалась Луна. Одновременно началось ее медленное удаление от Земли, которое продолжается и теперь. Оно сопровождается уменьшением скорости вращения Земли вокруг своей оси.

Конечно, современная планетная космогония встречается еще со многими трудностями. Безусловно, приведенная здесь схема развития Земли (аналогично формировались и другие планеты) в будущем будет дополняться и уточняться. И все же уже сейчас можно вполне уверенно говорить о том, что планеты и Солнце образовались из одного газо-пылевого облака и что сами планеты сформировались из роя холодных и твердых тел.

В 1983 г. по наблюдениям в инфракрасном диапазоне спектра было установлено, что звезда Вега (расстояние до нее 26 световых лет) в диапазоне 60 мкм излучает в 10 раз, а при 100 мкм — примерно в 20 раз больше, чем это ей следовало бы при ее эффективной температуре 10 000 К. Источник излучения, температура которого около 88 К, — область вокруг Веги радиусом не менее 6 млрд. км, что соответствует радиусу орбиты Плутона. Как полагают, речь идет об оболочке, состоящей из твердых тел диаметром от 1 мм до нескольких метров, общая масса которых достигает 300 масс Земли. Вполне вероятно, что вблизи Веги идет процесс формирования планетной системы. По-видимому, такие же диски из холодных тел существуют у звезд Фомальгаут и HZ Тельца. Эти факты увеличивают шансы в скором будущем обнаружить планетные системы и, кто знает, может быть даже разумную жизнь далеко за пределами Солнечной системы...

Вместо заключения

Горизонт... Происходит это слово от греческого «ограничиваю». Оно означает часть земной поверхности, которую можно рассматривать на открытой местности. Горизонт тем шире, чем выше поднимается человек.

Человек видит и знает, что находится внутри линии горизонта. О том, что находится за ней, он может догадываться путем логической экстраполяции типа: «Вот здесь я вижу города и села, вспаханные поля и леса. То же самое находится, очевидно, и за горизонтом». Этот вывод, конечно, будет правильным, хотя за гори-

зонтом может быть еще и озеро, и железная дорога. Но делать такой вывод человек научился не сразу, а в процессе своего умственного развития, на основании практики, непосредственного восприятия образов окружающего его внешнего мира.

Каждой исторической эпохе присущ свой горизонт науки, своя ограниченность представлений о природе вещей, явлений, окружающих человека. На протяжении тысячелетий человек не мог охватить взглядом свою планету. И первоначально он создавал примитивные космологические представления типа: «Земля держится на трех слонах» (или на черепахе, в зависимости от того, что он видел перед собой)...

Благодаря усилиям Н. Коперника, И. Кеплера и И. Ньютона более 300 лет назад горизонт астрономии был расширен за орбиту планеты Сатурн. В. Гершель отодвинул его до края Галактики, а совсем недавно Хаббл — в далекое межгалактическое пространство. Ныне нельзя не испытывать чувство гордости от того, что человеческий разум оказался способным раскрывать тайны далеких звезд и галактик, устанавливать законы их строения и развития.

Но с каждым годом перед человеком встают все более сложные вопросы, затрагивающие фундаментальные свойства материи и конкретные формы ее существования.

...В детстве мы восхищаемся причудливыми и красочными узорами, видимыми в калейдоскопе. Но вот — небольшой поворот калейдоскопа на совсем, казалось бы, небольшой угол, — и картина уже совершенно другая.

Не то же ли самое происходит и во Вселенной, безграничной в пространстве и вечной во времени? Не изменяет ли она формы своего бытия неисчерпаемо, подчиняясь законам своего развития, законам, о которых мы еще сегодня и не догадываемся?

Да, сегодня нам известно уже многое о строении Вселенной и ее отдельных объектов. Но... с каждым годом расширяется горизонт науки, расширяются пределы в пространстве и времени, до которых проникает человеческий разум. И, как говорил римский философ Сенека, несомненно, что на долю наших потомков останется большая часть истин, еще не открытых...

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Абалякин В. К.** и др. Астрономический календарь. Постоянная часть. — 7-е изд. — М.: Наука, 1981, 704 с.
- Агекян Т. А.** Звезды, галактики, Метагалактика. — 3-е изд. — М.: Наука, 1981, 415 с.
- Астрономия, методология, мировоззрение.** — М.: Наука, 1979, 397 с.
- Бок Б., Бок П.** Млечный Путь. — М.: Мир, 1978, 296 с.
- Воронцов-Вельяминов Б. А.** Очерки о Вселенной. — 8-е изд., перераб. и доп. — М.: Наука, 1980, 672 с.
- Гинзбург В. Л.** О физике и астрофизике. — 3-е изд. — М.: Наука, 1980, 156 с.
- Горбачев В. Г.** Космические взрывы. — М.: Наука, 1979, 203 с.
- Гребеников Е. А., Рябов Ю. А.** Поиски и открытия планет. — 2-е изд. — М.: Наука, 1984, 224 с.
- Гуревич Л. Э., Чернин А. Д.** Происхождение галактик и звезд. — М.: Наука, 1983, 192 с.
- Гуриштейн А. А.** Извечные тайны неба. — М.: Просвещение, 1984, 272 с.
- Дагаев М. М.** Наблюдения звездного неба. — 4-е изд. — М.: Наука, 1979, 176 с.
- Демин В. Г.** Судьба Солнечной системы. — 2-е изд. — М.: Наука, 1979, 256 с.
- Еремеева А. И.** Астрономическая картина мира и ее творцы. — М.: Наука, 1984, 224 с.
- Ефремов Ю. Н.** В глубины Вселенной. — 3-е изд., перераб. — М.: Наука, 1984, 223 с.
- Зигель Ф. Ю.** Сокровища звездного неба. — 3-е изд., испр. и доп. — М.: Наука, 1976, 304 с.
- Каплан С. А.** Физика звезд. — 3-е изд., перераб. и доп. — М.: Наука, 1977, 208 с.
- Каплан С. А., Пикельнер С. Б., Цытович В. Н.** Физика плазмы солнечной атмосферы. — М.: Наука, 1977, 255 с.
- Кауфман У.** Планеты и Луны. — М.: Мир, 1982, 217 с.
- Климишин И. А.** Астрономия вчера и сегодня. — Киев: Наукова думка, 1977, 251 с.
- Климишин И. А.** Релятивистская астрономия. — М.: Наука, 1983, 208 с.
- Климишин И. А.** Календарь по хронологии. — 2-е изд. — М.: Наука, 1983, 320 с.
- Ксанфомалити Л. В.** Планеты, открытые заново. — М.: Наука, 1978, 152 с.
- Куликовский П. Г.** Справочник любителя астрономии. — 4-е изд., перераб. и доп. — М.: Наука, 1971, 632 с.
- Москаленко Е. И.** Методы внеатмосферной астрономии. — М.: Наука, 1984, 280 с.
- Николсон И.** Тяготение, черные дыры и Вселенная. — М.: Мир, 1983, 240 с.
- Оптические и инфракрасные телескопы 90-х годов/Под ред. Хьюит А.** — М.: Мир, 1983, 292 с.
- Силк Дж.** Большой взрыв. — М.: Мир, 1982, 392 с.
- Струве О. и др.** Элементарная астрономия. — 2-е изд. — М.: Наука, 1967, 467 с.
- Физика космоса.** — М.: Сов. Энциклопедия, 1976, 655 с.
- Философские проблемы астрономии XX века.** — М.: Наука, 1976, 479 с.
- Херрман Д.** Открыватели неба. — М.: Мир, 1981, 230 с.
- Хромов Г. С.** Приемники излучения в наземной астрономии. — М.: ВИНТИ, 1982, т. 19, 88 с.
- Цесевич В. П.** Что и как наблюдать на небе. — 6-е изд., перераб. — М.: Наука, 1984, 304 с.
- Шкаровский И. С.** Вселенная, жизнь, разум. — 5-е изд. — М.: Наука, 1980, 352 с.
- Шкловский И. С.** Звезды: их рождение, жизнь и смерть. — 3-е изд. — М.: Наука, 1984, 384 с.
- Энциклопедический словарь юного астронома.** — М.: Педагогика, 1980, 320 с.
- Более подготовленному читателю можно посоветовать следующие книги:
- Абраменко А. Н. и др.** Телевизионная астрономия. — 2-е изд. — М.: Наука, 1984, 272 с.
- Воронцов-Вельяминов Б. А.** Внегалактическая астрономия. — 2-е изд., перераб. и доп. — М.: Наука, 1978, 479 с.
- Гуревич Л. Э., Чернин А. Д.** Введение в космологию. — М.: Наука, 1978, 383 с.
- Зельдович Я. Б., Новиков И. Д.** Теория тяготения и эволюция звезд. — М.: Наука, 1971, 484 с.
- Зельдович Я. Б., Новиков И. Д.** Строение и эволюция Вселенной. — М.: Наука, 1975, 736 с.
- Каплан С. А., Пикельнер С. Б.** Физика межзвездной среды. — М.: Наука, 1979, 592 с.
- Космология: теория и наблюдения.** — М.: Мир, 1978, 465 с.
- Крупномасштабная структура Вселенной/Под ред. М. Лонгейера, Я. Эйнасто.** — М.: Мир, 1981, 516 с.
- Куликовский П. Г.** Звездная астрономия. — М.: Наука, 1978, 255 с.
- Лонгейер М.** Астрофизика высоких энергий. — М.: Мир, 1984, 396 с.
- Манчестер Р., Тейлор Дж.** Пульсары. — М.: Мир, 1980, 292 с.
- Мартынов Д. Я.** Курс общей астрофизики. — 3-е изд., перераб. и доп. — М.: Наука, 1979, 640 с.
- Мартынов Д. Я.** Курс практической астрофизики. — 3-е изд., перераб. — М.: Наука, 1977, 544 с.
- Новиков И. Д.** Эволюция Вселенной. — 2-е изд., перераб. — М.: Наука, 1983, 190 с.
- Симоненко А. Н.** Метеориты — осколки астероидов. — М.: Наука, 1979, 224 с.
- Соболев В. В.** Курс теоретической астрофизики. — М.: Наука, 1975, 503 с.
- Чечев В. П., Крамаровский Я. М.** Радиоактивность и эволюция Вселенной. — М.: Наука, 1978, 207 с.
- Шкловский И. С.** Сверхновые звезды. — 2-е изд., перераб. и доп. — М.: Наука, 1976, 440 с.
- Ягер К. де.** Звезды наибольшей светимости. — М.: Мир, 1984, 494 с.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Аберрации оптические 159
- Аберрация годичная 78
 - суточная 78
- Абсолютно черное тело 57, 111
- Азимут 63
- Аккреция 400
- Альеновский радиус 400
- Аннигиляция магнитного поля 291
- Антропный принцип 527
- Апекс (движения) 78, 421
- Апертура 155
- Апертурный синтез 228
- Апогей 97
- Ассоциации звездные 415
- Астероиды (малые планеты) 336
- Астрографы 176
- Астроклимат 168
- Астрометрия 59
- Астрономическая единица 50
- Астрономия 5, 23
 - гравитационная 259—265
 - звездная 411
 - инфракрасная 230
 - нейтринная 250—259
 - рентгеновская 240
 - теоретическая 83
 - ультрафиолетовая 237
- Астрофизика 57, 107, 111, 153
- Астрофотометрия 108
- Афелий 53, 86

- Бабочки Маундера 272
Бальмера серия 117
Бальмеровский скачок 136
Барстеры 401
Белые карлики 349, 358, 362
Блеск 108
Болометр 231
Болометрическая поправка 214

- Венера 26, 316—321
—, атмосфера 318
—, вращение 317—318
—, парниковый эффект 319
Вертикаль 61
Виральный парадокс 474
Вистеры 290
Возмущения (орбит) 88
— гравитационные 260
Волны звуковые 284, 290
— ионизационные 454—456
— ионно-звуковые 290
— магнитогидродинамические 285
— плазменные 153, 289
— плотности 532
— сейсмические 292
— ударные 284, 382—388, 439, 451

- Время 66—72
- атомное 71
- всемирное 69
- координированное 72
- декретное 69
- звездное 66, 69
- координатное 404
- космологическое 501
- летнее 69
- местное 68
- релаксации 121
- свободного падения 278
- собственное 404
- эфемеридное 70
- Вселенная, возраст 478, 516
- , масштабы 499
- , модели 499, 503—506, 513, 517
- раздвигаящаяся 523
- , расширение 477, 499, 508, 520, 522,

- Газ межзвездный 428
- Галактика 410—460
 - , водородом ионизованный 434
 - , — нейтральный 430
 - , вращение 421
 - , движение в пространстве 519
 - , корона 427
 - , магнитные поля 437, 441
 - , население 424
 - , подсистемы 424, 426
 - , размеры 411
 - , светимость 472, 524
 - , спиральная структура 430
 - , число звезд 413
 - , ядро 428
- Галактики 461—486
 - активные 482
 - взаимодействующие 468
 - классификация 465
 - Маркаряна 485
 - массы 472
 - , определение расстояний 470
 - , распределение в пространстве 463, 465
- Г., светимости 472
 - сейфертовские 484
 - , скрытая масса 474
 - , спиральная структура 532
- Гамма-астрономия 243—246
- Гамма-телескоп 244
- Гид 171, 176
- Гидростатическое равновесие 279
- Глобулы 418, 456
- Год драконический 100
 - световой 51, 78
 - тропический 68, 80

- Горизонт 61, 552
— событий 522
Гравитационная линза 494
— неустойчивость 528, 550
— энергия 295
Гравитационное сжатие 293, 364, 535
Гравитационный радиус 403

- Детекторы гравитационных волн 263
 — нейтринно 255—259
 Дефект массы 365
 Деферент 33, 36
 Диаграмма спектр — светимость
 (Герцшпрунга — Рассела) 347, 544
 — Хаббла 510
 Долгота (астрономическая) 66

- Задача двух тел 83
- треск тел 83
- Закон Вебера — Фехнера 109
- Кирхгофа 112
- Ньютона 54, 84
- смещения Вина 113
- Стефана — Больцмана 58, 113
- Хаббла 477
- Шпелера 272
- Законы Кеплера 52, 83
- Запрещенные линии 123, 443
- Затмение лунное 99
- солнечное 98
- Затмения, канон 102
- , условия наступления 99—102
- , циклы 103
- Затухание Ландау 290
- Звезда Барнарда 420
- Звездная астрономия 411
- величина 49, 109
- абсолютная 110
- болометрическая 214
- визуальная 182
- предельная 158
- фотовизуальная 210
- фотографическая 209
- Звезды 346—402
- двойные 368
- , диаграмма масса — светимость 350
- , источники энергии 250, 293, 362
- , классы светимости 349
- , модели 359
- , —, методы расчета 356, 541
- нейтронные 382, 392, 394
- новые 374
- переменные 365—377
- затменные 366
- пульсирующие 368—374
- эруптивные 374
- , пространственные скорости 420
- сверхновые 377—389
- , вспышки 361
- , собственные движения 419
- , спектральная классификация 144
- , спектры 57, 143—149
- Земля 298—308
- , атмосфера 307
- , внутреннее строение 301
- , возраст 304
- , магнитное поле 307
- , парниковый эффект 306
- , радиационные пояса 298
- , размеры 298
- , силуэтность 298

- Зенит 61
Зенитное расстояние 63
Зона ионизованного водорода **НИИ**
(зона Стремгrena) 432, 471

- Избыток цвета 436
- Излучение двухфотонное 118
- , длина пробег 131
- Имплозия 381
- Интенсивность излучения 108
- Интерферометр Фабри — Перо 189
- Ионизация 116
- Искровая камера 247
- Истинное поглощение 135

- Каталог Мессье 82
Каталоги звездные 81
— фундаментальные 81, 82
Квадратуры планет 29
Квазари 496
Квизары 486—495
Колориметрия 211
Комета Галлея 339
Кометы 48, 338—340
Конвекция 283
Континуум 117
Конфигурация планет 29
Координаты геоцентрические 76
— небесные 63—66
Коронограф внезатменный 181
Коротация радиус 533
Космическое излучение 246, 249, 438
Космогония 498
Космологическая постоянная 504
Космология 498
Коэффициент непрозрачности 136
Крабовидная туманность 445
Красное смещение 475, 479
— в гравитационном поле 494
Кривая роста 142
Кривые реакции 212
Критерий Джинса 529
Критическая плотность 503
Круг склонений 62
— широты 65
Кульминация 66

- Лаймана серия 117
- Либрации центры 90
- Линия апсид 97
 - переменные даты 72
 - узлов 87
- Луна 95—100, 308—314
 - , брекчия 313
 - , внутреннее строение 314
 - , движение видимое 95
 - , — узлов орбиты 100
 - , кратеры 308
 - , масконы 312
 - , обратная сторона 312
 - , орбита 97
 - , радиус 308
 - , реголит 312
 - , стримеры 313
 - , талассониды 312
 - , узлы орбиты 96
 - , фазы 96
- Луноотражения 314
- Луноходы 309
- Луцевая скорость 420
- Луцистое равновесие 283
- Лямбда-удвоение 457

Магеллановы Облака 467
Магнитная гидродинамика 286
 — плазучесть 287
Магнитограф 204
Мазеры космические 457
Марс 26, 321—325
 — атмосфера 322
 —, грабены 324
 —, магнитное поле 324
 —, поверхность 322
 —, полярные шапки 323
 —, рилли 324
 —, спутники 325
Масштабный фактор 500
Межзвездная поляризация света 437
 — среда 428
 —, поглощение света 433
 —, пыль 436
Мера эмиссии 120
Меридиан небесный 62
Меркурий 26, 315
Месяц драконический 100
 — сидерический 95
 — синодический 96
Метеорит Тунгусский 345
Метеориты 341
Метеорные потоки 341
Метеоры 340
Метод Занстра 444
Метонов цикл 104
Микроскопы-микрометры 207
Микрофотометры 207
Минералы 305
Млечный Путь 410
Модуль расстояния 111
Молекулярная масса 280
Монтировка телескопа 167

Надир 61
Небесная механика 83
 — сфера 60
Небулярные линии 442
Нейтрино 250—259
 —, длина пробега 252
 —, масса покоя 256
 —, методы регистрации 251—257
Нептун 334
Нетепловое излучение 149
Нивелирование инструмента 64
Нутация (земной оси) 79

Объект Беклина — Нейгебауэра 540
 — Геминга 402
 — Клейманна — Лоу 510
Объекты Хербига — Аро 540
Оптическая толщина 130
Орбиты планет 86
 —, оскулирующие 89
 —, параметры 315

Параллакс 80
 — горизонтальный 76
 — спектральный 148
 — средний 420
 — суточный 76
 — тригонометрический 78
Параметр ускорения 503
Парниковый эффект 306, 319
Парсек 78
Перезарядки процессы 121
Перигей 97
Перигелий 53, 87

Плазменная турбулентность 290
Плазменные волны 153, 289
Планеты 26, 314—336
 —, движение видимое 26
 —, диаграмма масса — радиус 334
 —, конфигурации 29
 —, малые (астероиды) 336—338
 —, периоды обращения 26, 41, 52
 —, происхождение 547—552
 —, элементы орбит 86
Плерионы 380
Плутон 55, 334
Поверхность Мохоровичича 301
 — Роша 92
Поглощение истинное 135
 — света (межзвездное) 433—437
Поглощения коэффициент 134
Показатель цвета 210
Покрывтия светила Луной 98
Политрона 354
Полость Роша 92
Поляризация света 202
Поляриметры 203
Поляры 402
Постоянная Больцмана 112
 — Планка 106
 — Стефана — Больцмана 58
 — тяготения 54
 — Хаббла 477, 520
Предел Чандрасекара 361
 — Шенберга 540
Прецессия 79
Приемники излучения 181—183
Принцип Паули 360
Пронзающая сила 158
Протогалактики 530
Прямое восхождение 65
Пульсары 389, 394
 — рентгеновские 397
Пыль межзвездная 436

Равновесие лучистое 129, 354
 — термодинамическое 127
Радиянт 341
Радиационные пояса 308, 328
Радиоастрономия 217—230
Радионизлучение Галактики 410
Радиоинтерферометр 224, 229
Радиометр 222
Радиотелескопы 217—230
Радиус коротации 533
Рассеяние 135, 139
 — комptonовское 152
 — резлеевское 435
Рекомбинация 116
 — диэлектричная 119
Реликтовое радионизлучение 517—520
 —, искажение спектра 520
Рентгеновские источники 242
Рефлектор 44, 163
Рефрактор 43, 161
Рефракция 75

Сарос 103
Сатурн 25, 330—332
Сверхгиганты 348
Сверхновые 377
Светимость 110
Светофильтры 188
Северный Полярный Ряд 211
Сейсмология 299
Секунда (эфемеридная) 71
Серая материя 133

Сидерический период обращения 41, 52
Сингулярность 521
Синодический период обращения 26
Синхротронное излучение 150, 440, 447
Система мира гелиоцентрическая 34, 39
 — геоцентрическая 30, 37
Склонение 64
Скопления звездные 414
 —, возраст 545
Скорость гиперболическая 86
 — звезды лучевая 420
 — тангенциальная 420
 — круговая 85
 — параболическая 86
 — некулярная 421
 — Солнца 423
Собственные движения звезд 81, 419
Созвездия 7
 — зодиакальные 13
Солитоны 292
Солнечная система 266—345
 —, происхождение 547
Солнечный ветер 285
Солнце 266—298
 —, атмосфера 266
 —, вспышки 273, 276, 288
 —, гидростатическое равновесие 279
 —, грануляция 269
 —, движение в пространстве 423
 —, источники энергии 293
 —, корона 267
 —, магнитное поле 272, 285, 286, 291
 —, меридиональная циркуляция 288
 —, проблема нейтрино 256
 —, протуберанцы 273, 292
 —, пульсационные движения поверх-
 — ности 298
 —, пятна 269
 —, радиоизлучение 274, 292
 —, рентгеновское излучение 274
 —, сержи 273
 —, спектр 56, 146
 —, спиккулы 268
 —, сипрен 273
 —, температура в центре 281
 —, — эффективная 115, 266
 —, факелы 272, 273
 —, фибриллы 273
 —, флоккулы 273
 —, фотосфера 266
 —, хромосфера 266, 267
 —, цикл активности 271
Спекл-интерферометрия 201
Спектральная классификация 144
Спектральные линии 115, 140
 — в магнитном поле 205
 —, профили 137
 —, серии 117
Спектрогелиограф 204
Спинар 491
Субкарлики 349
Сутки 66
Сфера Шварцшильда 403

Талассоиды 312
Телескопы 42, 150—181
 —, монтировки 167
 —, системы оптические 163—167
Температура 58, 112, 114, 127, 133
 — антенная 223
 — цветовая 116

Температура эффективная 115
Теорема о вирiale 473
 — Росселанда 433
Теоретическая астрономия 82
Тепловая неустойчивость 290
Тепловое излучение 149
Терминатор 96
Термоядерные реакции 250, 362, 525
Точка весеннего равноденствия 63
Точки Лагранжа 90, 368
Туманности 416
 — планетарные 442
Турбулентность 148, 290, 456

Узлы орбиты 87, 100
Уравнение времени 68
 — переноса излучения 128
 — состояния 279
Эйнштейна для фотоэффекта 120
Уран 54, 333
Условие лучистого равновесия 129, 354

Фазы Луны 96
Фигуры Видманштеттена 342, 343
Формула Больцмана 124
 — Доплера 127
 — Ингласа — Теллера 119
 — Клапейрона 279
 — Максвелла 126
 — (закон) Планка 112
 — Погсона 110
 — Рэлея — Джинса 113
 — Саха 125
 — Эйнштейна 251
Фотометрия 208
 — фотографическая 208
 — фотозлектрическая 211
Фотометрические стандарты 211
Фотоприемники твердотельные 185
Фотозлектрический фотометр 196
Фраунгоферовы линии 56
Функция блеска дифференциальная 412
 — интегральная 412
 — светимости 349

Хондры 342

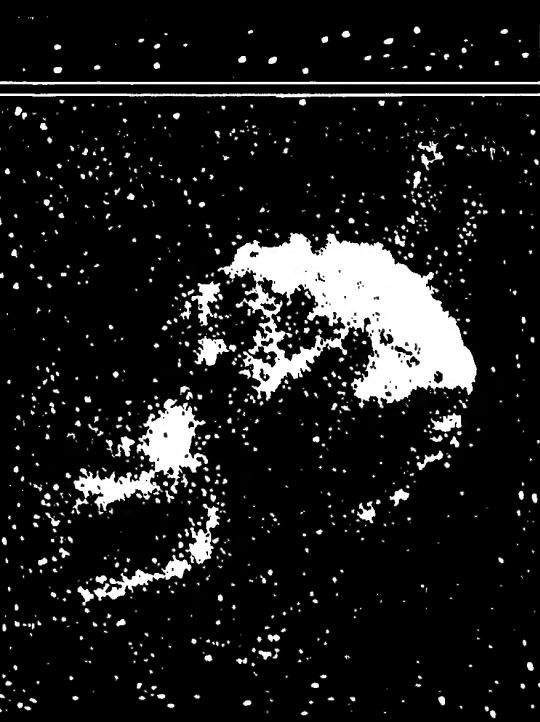
Целостат 178
Цефеиды 369, 470
Циклотронное излучение 152

Часовой угол 65
Черные дыры 382, 402, 428, 495
 —, испарение 406
Числа Вольфа 271
Число Маха 385

Широта (астрономическая) 65
Шкала высот 266
Шпур 450
Шумовая температура 223

Эквант 36
Экватор (небесный) 62

Эквивалентная ширина линии 139	Эффект потемнения диска к к
Эклиптика 24, 63	134
Эксцентриситет 53, 86	— прачи 397
Электронная камера 197	— черенковского усиления 290
Электронно-оптический преобразова-	— Эвершеда 272
тель 198	Эшеле 192
Электрофотометр 195	
Элементы орбит 86	Юлианский период (юлианские да
Элонгация (наибольшая) 27	72
Эпицикл 35, 36	Юпитер 25, 326—330
Эпоха наблюдений 81	—, спутники 329
Эргосфера 406	
Эффект Вильсона 272	
— (затухания) Ландау 290	Янский 222
— Зеемана 205	



2:30 x.